

## 6. Einfluss der Drallzahl

Die Drallzahl der Luft bestimmt das Strömungsfeld der Flamme und spielt eine entscheidende Rolle für die Mischungsprozesse und damit für die Stabilität der Flamme. Im Rahmen dieser Arbeit wurden drei Flammeneinstellungen mit unterschiedlicher Drallzahl systematisch untersucht. In diesem Abschnitt werden Ergebnisse dieser Untersuchungen vorgestellt.

### 6.1 Chemilumineszenz-Untersuchungen an Flammen unterschiedlicher Drallzahl

Abbildung 6.1 zeigt das zeitgemittelte Flammeneigenleuchten (Belichtungszeit von  $600\mu\text{s}$ ) zweier Drallflammen im Vergleich. Oben ist die „Standardflamme“ mit der Drallzahl 0,9 und unten ist das Eigenleuchten einer Flamme mit der Drallzahl 1,8 abgebildet. Beide Flammen wurden mit einer thermischen Leistung von 150kW und einer globalen Luftzahl von  $\lambda=1,2$  betrieben (zu beachten ist, dass sich die Flamme mit der Drallzahl 1,8 nahe der Verlöschgrenze befindet).

Bei der Betrachtung der Abbildungen können zwei grundlegende Aussagen getroffen werden: (1) Die äußere Kontur der gemittelten Flammenzonen erscheint unabhängig von der Drallzahl, und (2) die Verbrennungszone nähert sich mit zunehmender Drallzahl dem Brennermund. Während bei  $S=0,9$  die Hauptreaktionen erst ab einer Höhe von ca. 25mm starten, ist bei einer Drallzahl von  $S=1,8$  schon unterhalb von 20mm Flammeneigenleuchten zu erkennen. Dies deutet darauf hin, dass die Mischung bei höherer Drallzahl effektiver ist, sodass nachweisbare Reaktionen näher am Brennermund starten können. Aufnahmen mit kürzerer Belichtungszeit ( $10\mu\text{s}$ , Abb. 6.2) zeigen, dass sich die zerklüfteten Strukturen der Reaktionszonen, wie sie im Abschnitt 4.3 dargestellt sind, bei den Aufnahmen mit höherer Drallzahl wiederfinden, es also keine auffälligen Strukturänderungen in der Form der Reaktionszonen mit Änderung des Dralls gibt.

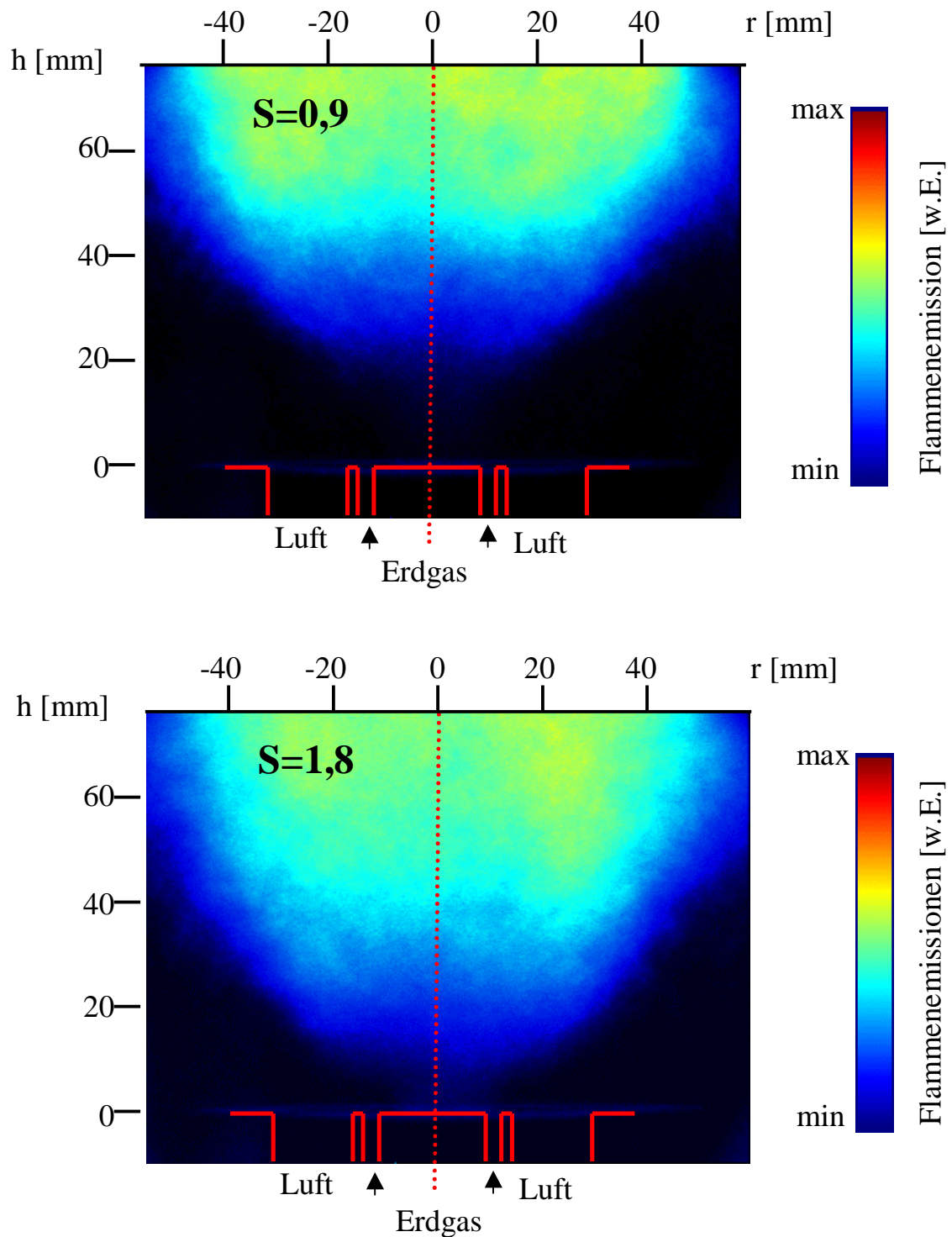


Abb. 6.1 Einfluss der Drallzahl auf zeitgemittelte Flammenfronten, dargestellt durch Flammenemissionen:  $S=0,9$  (oben) und  $S=1,8$  (unten). Die Eintrittsöffnungen für Erdgas und Luft sind angedeutet.

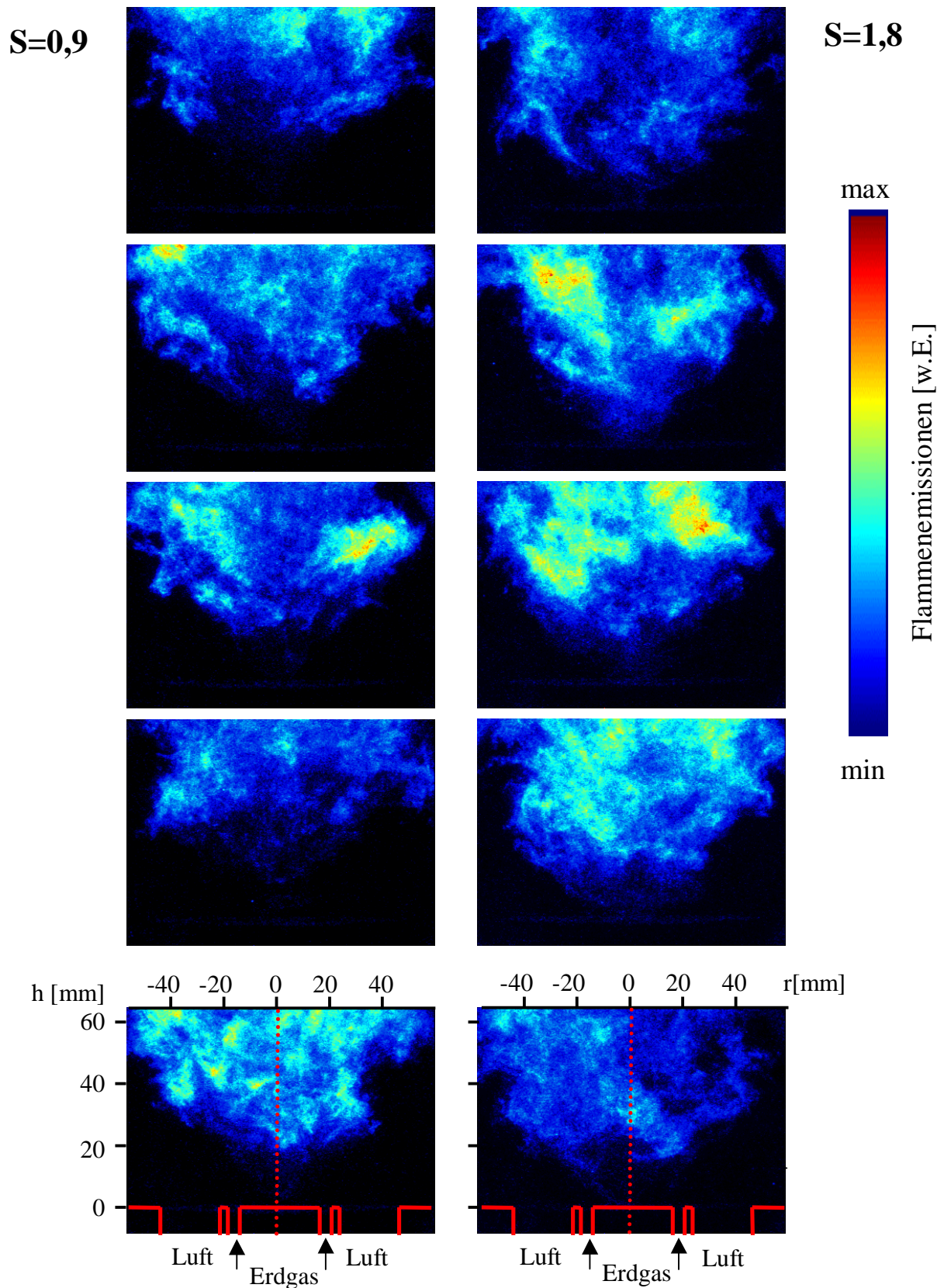


Abb. 6.2 Einfluss der Drallzahl auf die zeitaufgelöste Flammenfront, dargestellt durch Flammenemissionen. Die Abbildung zeigt jeweils 5 Aufnahmen zu  $S=0,9$  (links) und  $S=1,8$  (rechts). Die Eintrittsöffnungen für Erdgas und Luft sind in den untersten Bildern angedeutet. Die Einzelbilder zeigen den gleichen Ausschnitt der Brennkammer.

## 6.2 Raman-Messungen an Flammen unterschiedlicher Drallzahl

Zur genaueren Analyse der Strukturänderung der Flammen aufgrund veränderter Drallzahlen werden in der Abbildung 6.3 zunächst die axialen Profile ( $r=0\text{mm}$ ) des Mischungsbruches und der Temperatur zu den Drallzahlen  $S=0,9$ ,  $1,4$  und  $1,8$  dargestellt. Die Profile wurden dabei aus Messungen erstellt, die zu einer Drallzahl jeweils separat von den radialen Profilen durchgeführt wurden.

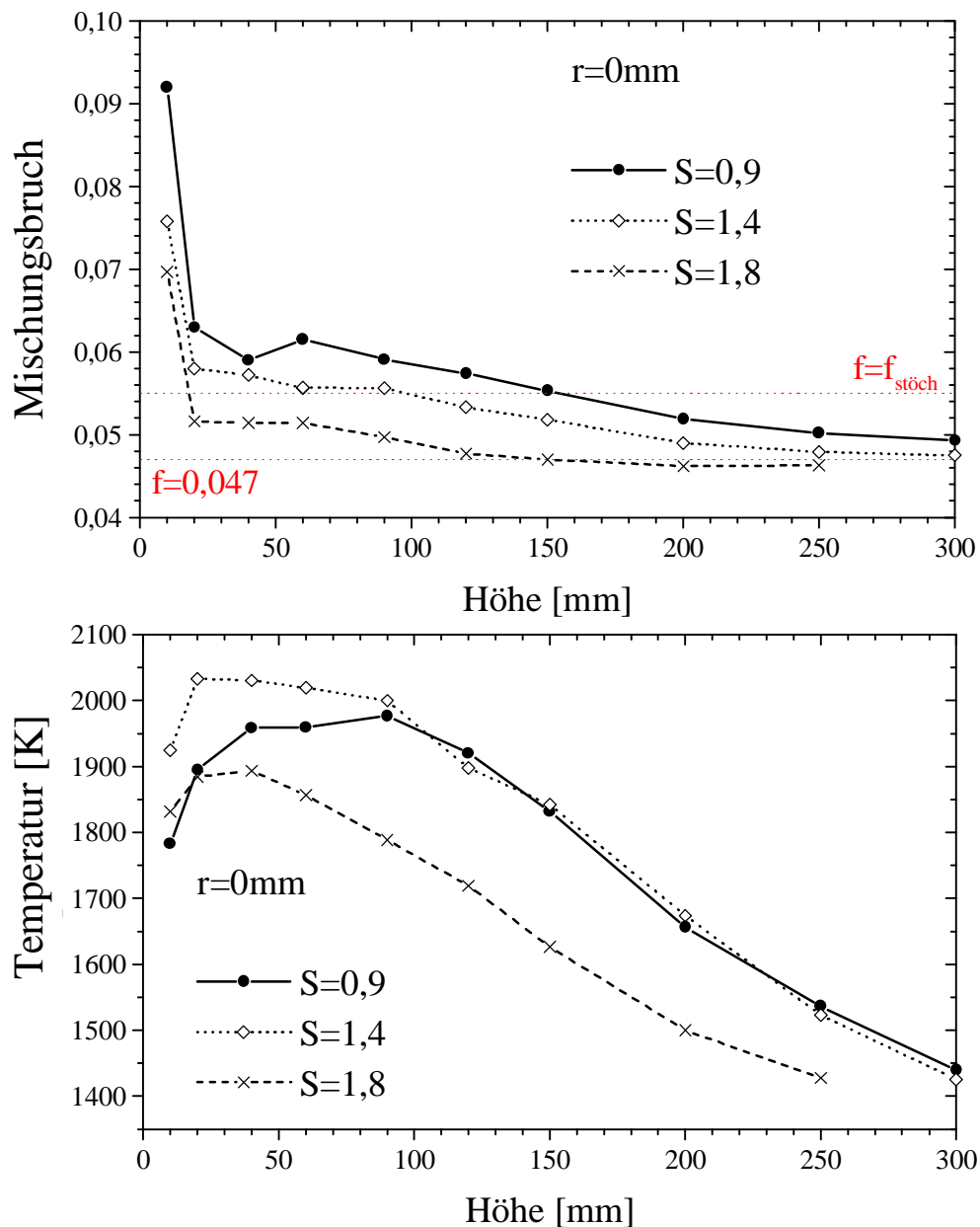


Abb. 6.3 Abhängigkeit der axialen Mischungsbruch- (oben) und Temperaturverläufe (unten) bei  $r=0\text{mm}$  von der Drallzahl  $S$ .

Neben den Ensemble-gemittelten, experimentellen Ergebnissen sind als Interpretationshilfe der stöchiometrische Mischungsbruch  $f=f_{\text{stöch}}$  und der Mischungsbruch  $f=0,047$  der globalen Zusammensetzung (entspricht der Luftzahl  $\lambda=1,2$ ) in der Abbildung eingezeichnet.

Deutlich zu erkennen ist die Absenkung des Mischungsbruches auf der Flammenachse mit steigender Drallzahl. Während für  $S=0,9$  das Maximum von  $f$  bei 0,092 liegt, erreicht der Mischungsbruch bei  $S=1,4$  nur noch einen Wert von 0,076 und bei  $S=1,8$  nur noch von 0,07. Der stöchiometrische Mischungsbruch wird bei der Drallzahl  $S=1,8$  ca. 18mm über dem Brennermund erreicht, ab 150mm liegt der Mischungsbruch nahe  $f=0,047$  ( $\lambda=1,2$ ). Für kleinere Drallzahlen verschiebt sich diese Grenze deutlich stromabwärts. So ist der stöchiometrische Mischungsbruch bei  $S=0,9$  erst in einer Höhe von  $h=150\text{mm}$  und  $f=0,047$  wird erst in einer Höhe von mehr als 300mm erreicht. Insgesamt ist festzuhalten, dass sich der mittlere Mischungsbruch mit steigender Drallzahl schneller dem endgültigen Wert des Abgases nähert. Die Mischung ist mit der Erhöhung der Luft-Verdrallung weitaus effektiver.

Die Abhängigkeit der axialen Profile der mittleren Temperatur von der Drallzahl wird in Abbildung 6.3 unten dargestellt. Die höchsten Temperaturen sind bei der Drallzahl 1,4 zu finden. Das Maximum von über 2000K liegt in einem Bereich 20-90mm über dem Brennermund (entsprechend dem Bereich der nahe-stöchiometrischen und leicht brennstoff-reichen Gemische). Nahe des Brennermundes ( $h=10\text{mm}$ ) liegt für diese Drallzahl die Temperatur bei ca. 1920K. Für  $S=0,9$  steigt die Temperatur von unter 1800K bei  $r=10\text{mm}$  auf 1950K bei  $h=90\text{mm}$  kontinuierlich an, der Mischungsbruch nähert sich hier nur langsam dem stöchiometrischen Wert von 0,055 an. Ab  $h=90\text{mm}$  sind die Temperaturen für diese beiden Drallzahlen nahezu identisch und fallen durch weitere Vermischung mit Luft und auch Strahlung mit steigender Höhe ab ( $T\approx 1480\text{K}$  bei  $h=300\text{mm}$ ).

Die Temperaturen für die Drallzahl  $S=1,8$  liegen nahezu über der gesamten Höhe bis zu 200K unter den anderen Werten, da sich die Mischungen schon in den unteren Höhen schnell dem endgültigen Mischungsbruch von 0,047 nähern (zum Vergleich:  $T_{\text{adiabat}}(f=0,055)\approx 2230\text{K}$  und  $T_{\text{adiabat}}(f=0,047)\approx 2010\text{K}$ ). Lediglich im unteren Bereich der Flamme ( $h=10\text{mm}$ ,  $f\approx f_{\text{stöch}}$ ) sind bei  $S=1,8$  höhere Temperaturen als bei  $S=0,9$  zu finden. Diese höheren Temperaturen könnten zunächst durch den näher an der Stöchiometrie liegenden Mischungsbruch erklärt werden. Allerdings findet sich die höchste mittlere Temperatur für  $h=10\text{mm}$  bei  $S=1,4$ , was zunächst im Widerspruch zu den Mischungsbrüchen steht. Grund hierfür ist die Mittelung über den nichtlinearen Bereich des Temperaturprofils. Detektiert man an einem Messort abwechselnd extrem brennstoffreiche und extrem brennstoffarme Gemische, so kann der mittlere Mischungsbruch durchaus in der Nähe stöchiometrischer Bedingungen liegen. Die Temperatur liegt dann jedoch weit unter der adiabatischen Flammentemperatur, da die detektierten Proben jeweils weit unter dieser Temperatur liegen.

Bei  $S=1,8$  finden sich auf der Flammenachse schon in einer Höhe von  $h=10\text{mm}$  viele Einzelpulse, bei denen ein Mischungsbruch unter  $f_{\text{stöch}}$  gemessen wurde. Diese brennstoffarmen Mischungen werden ebenso detektiert wie extrem brennstoffreiche und damit kalte Gaspakete, die den mittleren Mischungsbruch auf ein Wert größer  $f_{\text{stöch}}$  ziehen. Somit liegt die mittlere Temperatur unter den Wert, der sich für eine ausreagierte Gasprobe mit diesem mittleren Mischungsbruch ergeben würde. Die Temperaturprofile korrelieren somit zumindest für  $h>20\text{mm}$  gut mit den Mischungsbruchverläufen. Insgesamt zeigen sie den Effekt der schnelleren Mischung für höhere Drallzahlen.

Die Abbildungen 6.4 und 6.5 zeigen die radialen Profile des Mischungsbruches, der Temperatur und der Molenbrüche der Edukte  $\text{CH}_4$  und  $\text{O}_2$  zu den Drallzahlen  $S=0,9$ ,  $1,4$  und  $1,8$ . Dargestellt sind jeweils die Profile der Mittelwerte zu den Messhöhen  $h=10$ ,  $20$  und  $90\text{mm}$ . In den radialen Mischungsbruchprofilen (Abb.6.4 links) erkennt man eine generell bessere Mischung für höhere Drallzahlen. Während für die Drallzahl  $0,9$  bei  $h=10\text{mm}$  noch Bereiche reiner Luft ( $f=0,0$ ) und Bereiche hoher Erdgaskonzentrationen ( $f_{\text{max}}\approx 0,58$ ) zu finden sind, ist die Variation von  $f$  bei  $S=1,8$  nur etwa halb so groß und ein Mittelwert von  $f=0,0$  tritt nicht mehr auf. Beim Übergang von  $h=10\text{mm}$  zu  $h=20\text{mm}$  reduzieren sich die Mischungsbruchmaxima  $f_{\text{max}}$  bei  $S=0,9$  und  $S=1,8$  um einen Faktor  $\approx 2$  und bei  $S=1,4$  sogar um einen Faktor  $\approx 4$ . Ein weiteres markantes Merkmal in den unteren Messhöhen ist die bei steigender Drallzahl radiale Verschiebung der Profile, die durch die größeren Zentrifugalkräfte der verdrallten Luft verursacht wird. Bei  $h=90\text{mm}$  zeigen die Mischungen generell nur kleine Varianzen im Mischungsbruch und nähern sich  $f=0,047$  an. Im äußeren Bereich der Flamme spielt die Drallzahl keine Rolle für das Mischungsbruchprofil. Hier liegen die Kurven zu den verschiedenen Drallzahlen nahe beisammen.

Das gleiche Bild zeigen auch die Molenbruchprofile der Edukte (Abb. 6.5). Die große Ähnlichkeit der  $f$ - und  $\text{CH}_4$ -Profile belegt, dass die Änderung des Mischungsbruchprofils bei Drallzahlerhöhung hauptsächlich auf der schnelleren Einmischung des Erdgases beruht. Der  $\text{O}_2$ -Molenbruch zeigt hingegen für alle Drallzahlen einen ähnlichen Verlauf mit einem nahezu identischen Maximalwert. Allerdings erkennt man hier sehr gut die radiale Verschiebung und zusätzlich eine Verringerung der Breite des Luftstroms in den unteren Messhöhen. Bei  $h=90\text{mm}$  zeigt sich für den  $\text{O}_2$ -Molenbruch ein verändertes Bild: hier ist das  $\text{O}_2$ -Profil für  $S=1,8$  nach innen verschoben. Der Grund hierfür ist die Verkürzung der inneren Rezirkulationszone. Bei den höheren Drallzahlen wird schon in tieferen Höhen Abgas, und somit auch  $\text{O}_2$ -haltiges Abgas, aus den Reaktionszonen wieder zurück zur Achse und zum Brennermund transportiert. Generell ist zu beobachten, dass auf der Flammenachse für  $S=1,8$  ein mittlerer  $\text{O}_2$ -Molenbruch von  $X_{\text{O}_2}=0,02-0,025$  zu finden ist, während in Flammen mit niedrigeren Drallzahlen die innere Rezirkulationszone nur einen  $\text{O}_2$ -Molenbruch von  $X_{\text{O}_2}<0,01$  aufweist. Die effektivere Mischung gleicht die Konzentrationsgradienten in Flammen höherer Drallzahlen allgemein schneller aus.

Die Merkmale der Speziesverteilungen finden sich in den Profilen der Temperatur wieder (Abb. 6.4 rechts). So zeigt sich in den Temperaturprofilen bei  $h=10$  und  $20\text{mm}$ , ähnlich wie in der  $\text{O}_2$ -Molenbruchverteilung, eine schmalere und nach außen geneigte Frischgaseindüsung. Das Gebiet der minimalen Temperatur mit  $T=300\text{K}$  verringert sich für  $S=1,8$  in der Breite und liegt ein wenig weiter nach außen verschoben. Ab  $h=90\text{mm}$  verlagert sich bei  $S=1,8$  das Gebiet der inneren Rezirkulationszone (hohe Temperaturen) im Vergleich zu den Profilen mit  $S=0,9$  und  $1,4$  wieder näher zur Flammenachse. Aus den axialen und radialen Profilen wird deutlich, dass das Gebiet mit hohen Temperaturen, welches die innere Rezirkulationszone kennzeichnet, bei stärkerer Verdrallung gestaucht wird. Die Verbrennungsreaktionen sind durch die schnellere Mischung schon in tieferen Ebenen abgeschlossen, und es gelangen durch die Rezirkulation sauerstoffhaltige Gasgemische von außen zur Brennerachse.

Ebenso auffällig ist, dass die Temperatur im Außenbereich der Flamme trotz gleicher Mischung ( $f \approx 0,047$  und  $X_{\text{CH}_4}=0$ ) für  $S=1,8$  um etwa  $100\text{K}$  höher liegt. Da eine Temperaturdifferenz von  $100\text{K}$  außerhalb der Messfehler liegt und sich die Differenz in allen durchgeführten Messungen zur Untersuchung des Dralleffekts zeigt, kann man diese Temperaturverschiebung nicht durch systematische Messfehler begründen. Dieser Effekt ist eher auf das veränderte Strömungsfeld zurückzuführen. Durch die stärkere Verdrallung erhöhen sich die Strömungsgeschwindigkeiten in den Rezirkulationszonen [Lenze00]. Damit kann einerseits das Abgas bei höheren Drallzahlen schneller in die äußere Rezirkulationszone gelangen. Die damit verbundene geringere Aufenthaltszeit der Mischungen in der äußeren Rezirkulationszone verringern den Wärmeverlust (durch Strahlung oder Wandkontakt). Andererseits steigt die Turbulenzintensität in den Schergebieten zwischen Vorwärts- und Rückwärtsströmung durch den erhöhten Massen-Rückstrom bei erhöhten Drallzahlen, der konvektive Queraustausch nimmt zu. Damit können die Konzentrations- und Temperaturgradienten mit zunehmender Drallzahl schneller abgebaut werden [Lenze00]. Das Temperaturprofil flacht daher für  $S=1,8$  schon früh ab, im Vergleich zu  $S=0,9$  findet man bei  $S=1,8$  niedrigere Temperaturen in der inneren Rezirkulationszone (ab  $h=90\text{mm}$ ) und höhere Temperaturen im Außenbereich der Flamme. Eine definitive Interpretation des Temperaturverlaufes für  $S=1,8$  in der äußeren Rezirkulationszone kann allerdings nicht gegeben werden, da für diese Drallzahl keine Geschwindigkeitsdaten vorhanden sind.

Zusammengefasst spiegeln die Ergebnisse die Resultate der Chemilumineszenz-Untersuchungen vom vorherigen Abschnitt wider und vertiefen sie. Mit zunehmender Drallzahl nimmt die Intensität der Mischung zu, sodass die Verbrennungsreaktionen schon in niedrigeren Höhen stattfinden. Die radialen Profile von  $f$  und  $\text{CH}_4$  bei  $h=20\text{mm}$  zeigen deutlich, dass der Mischungsbruch für  $S=1,4$  und  $1,8$  im gesamten Gebiet näher an  $f_{\text{stöch}}$  liegt und somit die Verbrennung in weiten Teilen der Flamme stattfinden kann. Ebenso zeigt der  $\text{CH}_4$ -Molenbruch, dass bei  $h=20\text{mm}$  für die höheren Drallzahlen der Methan-Gehalt deutlich abgebaut worden ist. Für  $S=1,8$  ist das Gebiet der Reaktionszonen außerdem verkürzt und die Temperaturen auf der Achse sind deutlich niedriger als bei den Flammen niedrigerer Drallzahlen.

Die dazugehörigen Scatterplots der untersuchten Flammen verschiedener Drallzahlen belegen die dargestellten Ergebnisse. So zeigen auch sie deutlich die schnellere Mischung und das frühere Einsetzen von Verbrennungsreaktionen bei höheren Drallzahlen. Allerdings sind in den Korrelationen keine signifikanten Abhängigkeiten der Chemie-Turbulenz-Wechselwirkung von der Drallzahl zu erkennen. Die Scatterplots aller Drallzahlen zeigen im Wesentlichen den gleichen thermochemischen Zustand in den einzelnen Flammenzonen, so dass sie an dieser Stelle nicht präsentiert und diskutiert werden.



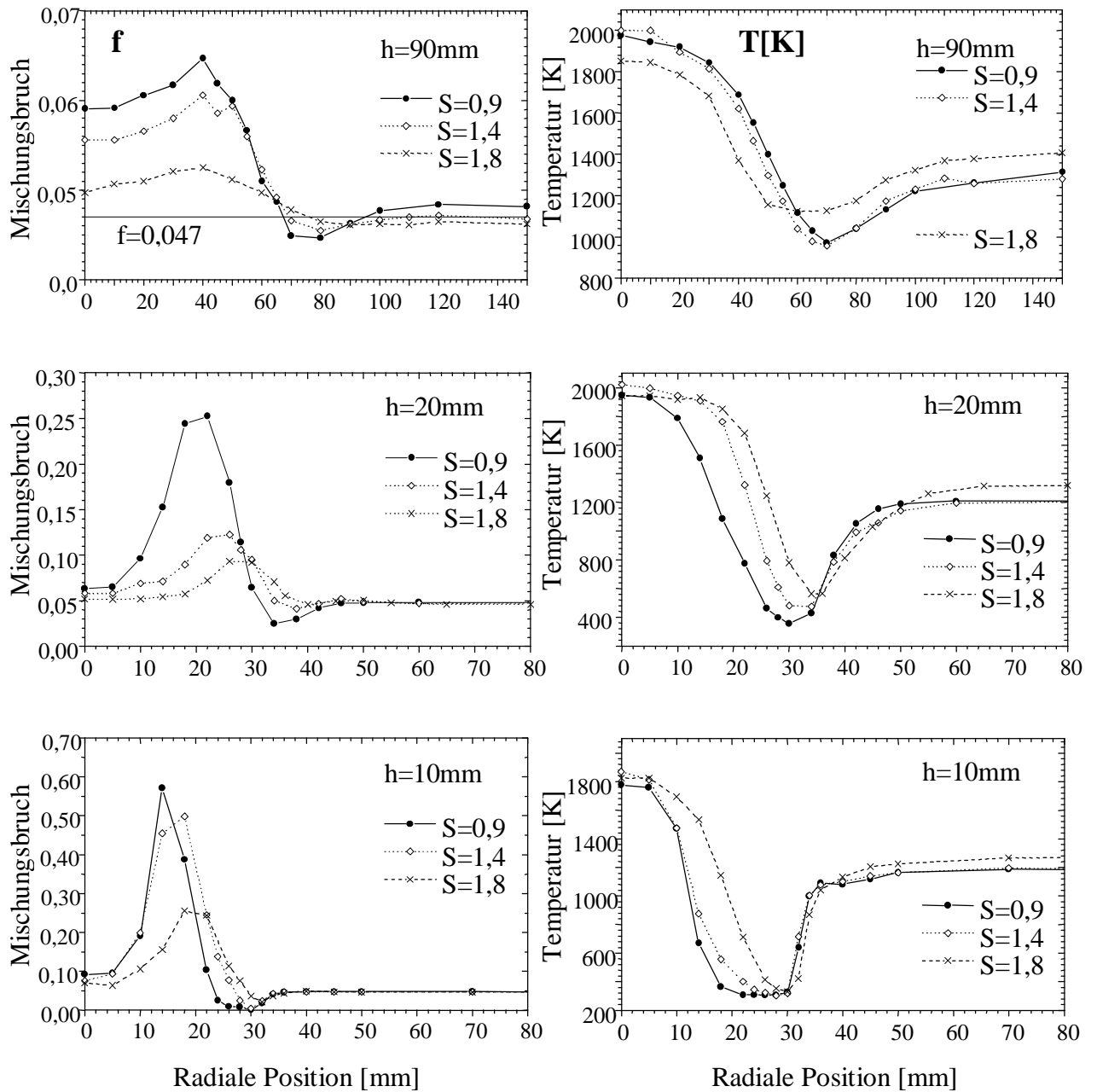


Abb. 6.4 Abhängigkeit der radialen Mischungsbruch- (links) und Temperaturprofile (rechts) von der Drallzahl  $S$ . Abgebildet sind die Profile der Mittelwerte zu den Höhen  $h=10, 20$  und  $90\text{mm}$ . Zu beachten sind die unterschiedlichen Skalen für den Mischungsbruch und die radiale Position.

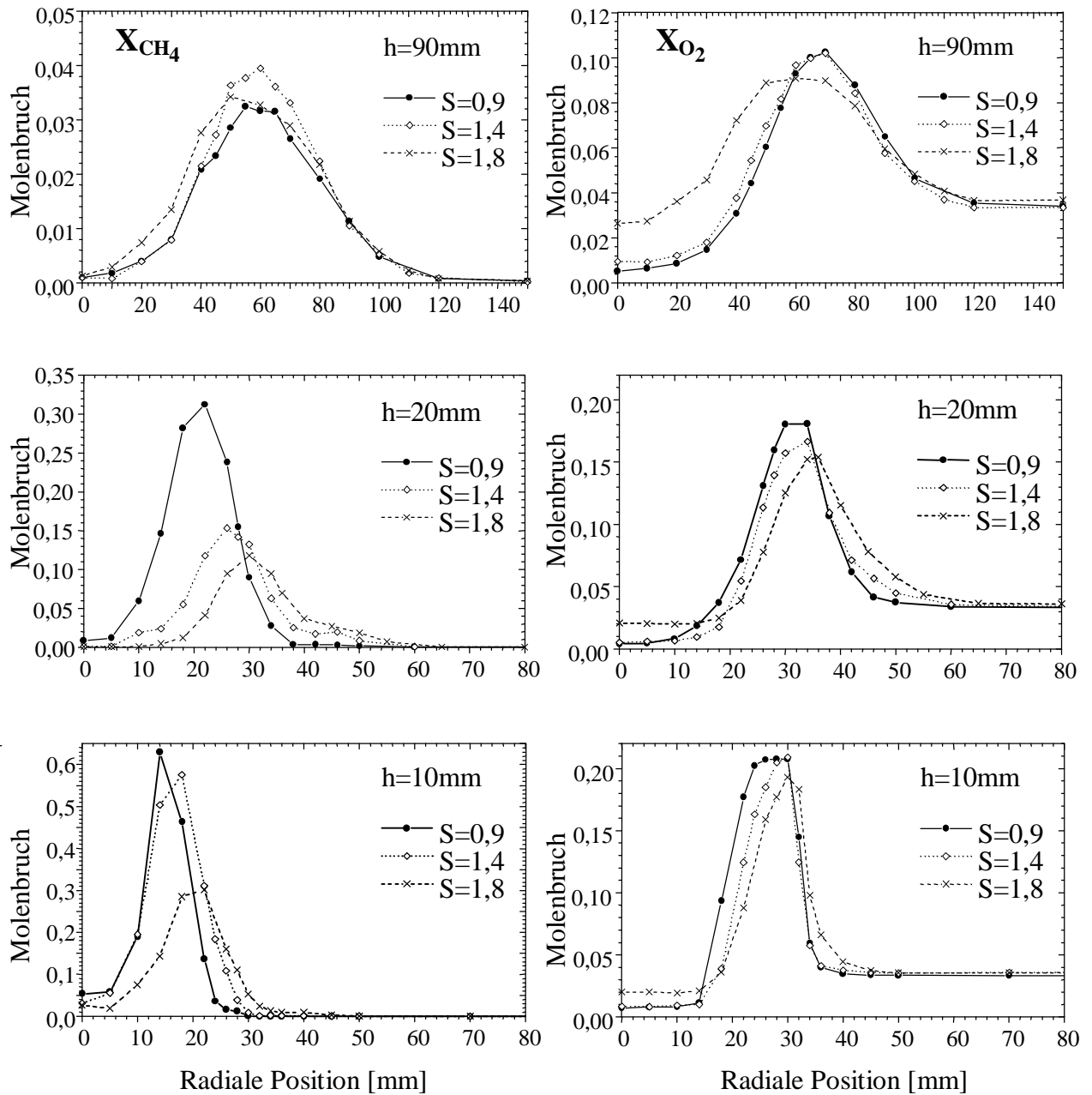


Abb. 6.5 Abhängigkeit der radialen  $\text{CH}_4$ - (links) und  $\text{O}_2$ -Molenbruchprofile (rechts) von der Drallzahl  $S$ . Abgebildet sind die Profile der Mittelwerte zu den Höhen  $h=10$ ,  $20$  und  $90\text{mm}$ . Zu beachten sind die unterschiedlichen Skalen für die Molenbrüche und die radiale Position.

## 7. Resümee

Im Rahmen dieser Arbeit wurden Untersuchungen an genau definierten Standard-Flammen in der TECFLAM-Drallbrennkammer durchgeführt, die im halbertechnischen Maßstab konzipiert, eine hohe Relevanz für technische Verbrennungssysteme aufweist. Messungen mit planarer Laser-induzierter Fluoreszenz (PLIF) und Aufnahmen der Flammenemissionen (Chemilumineszenz) lieferten dabei ein aufschlussreiches Bild der Flammenstrukturen und Mischvorgänge und waren für die Interpretation des Flammenverhaltens von großer Bedeutung.

Den Schwerpunkt der Arbeit bildeten Raman-Einzelpulsmessungen, mit denen simultan die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen (PDFs) der Temperatur, des Mischungsbruches und der Hauptspezieskonzentrationen mit hoher Genauigkeit bestimmt wurden. Von der messtechnischen Seite bestand eine besondere Herausforderung in der Anwendung der Laser-Raman-Streuung an eingeschlossenen, verdrallten Erdgas/Luft-Diffusionsflammen dieser hohen thermischen Leistung. Durch Optimierung der experimentellen Anordnung und des Messverfahrens konnten erstmals quantitative Raman-Einzelpulsmessungen an einer Brennkammer dieser hohen Leistungsklasse erfolgreich durchgeführt werden.

Die Komplexität der chemischen und physikalischen Prozesse in turbulenten, verdrallten Diffusionsflammen wird durch die Messresultate eindrucksvoll demonstriert. In diesem Zusammenhang ist herauszustellen, dass es nur mit der Raman-Einzelpulstechnik möglich ist, simultane Messungen aller Hauptspezies und der Temperatur durchzuführen und somit aussagekräftige Korrelationen dieser Messgrößen zu erhalten. Außerdem ist es durch die gleichzeitige Detektion aller Hauptspezies möglich, den für die Flammenbeschreibung und Analyse wichtigen Mischungsbruch zu bestimmen. Die korrelierten Messergebnisse erlauben darüber hinaus eine Analyse des thermochemischen Zustandes der Flamme und können somit Effekte der Chemie-Turbulenz-Wechselwirkung aufzeigen. Aus diesen Gründen kommt dem Raman-Messverfahren, trotz der experimentellen Schwierigkeiten durch die limitierten Raman-Signale, eine besondere Bedeutung in der Verbrennungsforschung zu.

Die in dieser Arbeit durchgeführten Raman-Messungen liefern zum einen axiale und radiale Profile der Mittelwerte und Fluktuationen der Temperatur, des Mischungsbruches und der Spezieskonzentrationen und damit eine generelle quantitative Charakterisierung der untersuchten Flammen. Zum anderen ermöglichen die korrelierten Messdaten einen tiefen Einblick in den thermochemischen Zustand der Flammen. Dabei zeigt sich, dass die Verbrennung in großen Gebieten durch deutliche Abweichungen vom chemischen Gleichgewicht gekennzeichnet ist und sämtliche Reaktionszustände zwischen unreaktiert und ausreaktiert in der Flamme auftreten. Des Weiteren weisen die Resultate auf eine starke Wechselwirkung zwischen den chemischen Reaktionen und dem turbulenten, verdrallten

Strömungsfeld hin, die in verschiedenen Zonen der Flamme zu lokalem Verlöschen, Zündverzögerung und Pyrolyse führen und bei der Interpretation der Messungen in Betracht gezogen werden müssen.

Die Messungen haben wesentlich dazu beigetragen, dass nun zusammen mit den Ergebnissen der TECFLAM-Partner ein umfassender Satz quantitativer Messdaten existiert, der in diesem Umfang für eingeschlossene, verdrahlte Flammen im halbtechnischen Maßstab weltweit einmalig ist und dem für das Verständnis solcher Flammen hohe Bedeutung zukommt. Dieser Datensatz ist im Internet abrufbar [TEC. web] und steht damit interessierten Wissenschaftlern für theoretische Studien zur Verfügung. Die Relevanz der gewonnenen Daten zeigt sich u.A. an ihrer Verwendung zur Modellvalidierung. So wurden bereits vielfältige Simulationsrechnungen innerhalb der TECFLAM-Kooperation zu der untersuchten Standardflamme durchgeführt: z.B.. Rechnungen mit Programmpaket Fluent 5, u.a. mit Reynolds-Stress-Turbulenz-Modell und einem PDF-Gleichgewichts-Reaktions-Modell [Meier00/2], Rechnungen mit einem ILDM-Reaktions-Modell und dem Strömungslöser TRUST [Theisen00], Rechnungen mit Reynolds-Stress-Modell, einem ILDM-Reaktions-Modell mit einem reduziertem  $\text{CH}_4$ -Mechanismus und Berücksichtigung der vollständigen Statistik [Landen.99] und eine darauf aufbauende Simulation mittels Monte Carlo PDF Methoden [Hinz00].

Zudem war der TECFLAM-Drallbrenner Gegenstand des 5. TNF-Workshops in Delft (International Workshop on Measurement and Computation of Turbulent Nonpremixed Flames), in dem Ergebnisse aus Messungen und Simulationen von gut definierten turbulenten, nicht vorgemischten Standardflammen verglichen und diskutiert wurden, um den Fortschritt auf diesem Gebiet international zu koordinieren [TNF web]. Es sind also weitere Simulationsrechnungen auch außerhalb der TECFLAM-Gruppe zu erwarten, die mit dem in dieser Arbeit vorgestellten Datensatz validiert werden. Die Notwendigkeit der Weiterentwicklung vorhandener CFD-Codes für die Simulation von Drallflammen zeigt sich in den durchgeführten Vergleichen zwischen den Rechnungen und Messergebnissen. Die Modellrechnungen zeigen bisher eine noch nicht befriedigende Übereinstimmung mit den Messungen, die Flamme „klappt“ in den Simulationen auf (keine zentrale Zone hoher Temperatur auf der Flammenachse) und zeigt nur eine schwache Rückströmung in Achsennähe. Die Analyse der Modellrechnungen sollte kein Gegenstand dieser Arbeit werden, die Ergebnisse zeigen aber einen großen Handlungsbedarf in der Erforschung eingeschlossener, verdrahlter Flammen, um die Verbrennungsprozesse besser zu verstehen und für die Weiterentwicklung von Drallbrennkammern nutzen zu können.

## 8. Anhang

### 1.) Allgemeine Erläuterungen zum PLIF-Messverfahren

Die Laser-induzierte Fluoreszenz (LIF) bezeichnet die spontane Emission von Licht nach Absorption von Laserlicht durch ein Atom oder Molekül [Eckbr.96]. Mit der Absorption eines Photons wird das Molekül in einen energetisch höheren Zustand angeregt, aus dem es durch spontane Emission eines Photons oder konkurrierende Stossprozesse in den Grundzustand zurückkehren kann. Im Gegensatz zu der Raman-Streuung handelt es sich bei der Absorption um einen resonanten Prozess. Aus diesem Grund lässt sich mit der Abstimmung der Wellenlänge des Laserlichts auf einen molekülspezifischen Übergang eine ausgewählte molekulare Spezies gezielt anregen. Die Emission (Fluoreszenz) erfolgt nach typischerweise einigen 100ps, wobei das Molekül durch Abstrahlung eines Photons in energetisch tieferliegende Zustände übergeht. Diese Emission wird zum Nachweis des Moleküls im Messvolumen detektiert. LIF erlaubt durch den Einsatz leistungsstarker, gepulster Laser auch eine zweidimensionale planare Messung (PLIF), die u.a. Aussagen über momentane räumliche Strukturen liefert. Dazu wird der Laserstrahl zu einem Lichtband aufgeweitet und zur Anregung der Moleküle in das Messvolumen eingekoppelt. Die Detektion der zweidimensionalen Emissionsverteilungen erfolgt mit bildverstärkten CCD-Kameras.

### Angaben zu den PLIF-Messungen an dotiertem NO als Brennstoffindikator

Der Messaufbau für die PLIF-Messungen an NO ist in der Abbildung 8.1 dargestellt. Als Anregungsquelle diente ein Nd:YAG-gepumpter optischer parametrischer Oszillator (Spectra Physics, MOPO 730) mit einem BBO-Kristall zur externen Frequenzverdopplung. Zur Anregung des Rotationslinienpaares  $Q_{11}(J=23,5)+P_{11}(J=31,5)$  des elektronischen Übergangs  $X(v=0) \rightarrow A(v=0)$  bei  $\tilde{\nu}=44333\text{cm}^{-1}$  wurde die Laserwellenlänge auf 451,11nm abgestimmt, um nach der Frequenzverdopplung eine Wellenlänge von  $\lambda=225,55$  zu erhalten. Die Pulsenergie betrug dabei 5-6mJ, die Pulslängen 5ns und die Bandbreite  $0,4\text{cm}^{-1}$ . Der Laserstrahl wurde mit einem zylindrischen Teleskop (ZL1 und ZL2) zunächst an die Abmessungen des BBO-Kristalls angepasst und nach der Frequenzverdopplung im Kristall von einer weiteren Zylinderlinse in der Vertikalen zu einem Lichtband aufgeweitet. Eine sphärische Konvexlinse (L4) parallelisiert das Lichtband in der Vertikalen ( $h=45\text{mm}$ ) und fokussiert es in der Horizontalen in das Messvolumen ( $d\approx 0,2\text{mm}$ ) hinein. Zur Detektion der Fluoreszenz wurde eine achromatische UV-Linse (Fa. Halle Nachfolger,  $f=100\text{mm}$ ,  $D=50\text{mm}$ ) und eine CCD-Kamera mit Bildverstärker (Flamestar von LaVision) eingesetzt.

Die räumliche Auflösung der Messanordnung ist durch die Abbildungsgeometrie (die Messfläche von  $75 \times 45 \text{ mm}^2$  wird auf  $384 \times 286$  Bildpunkte abgebildet) und die Fokussierung des Laserbandes in horizontaler Richtung senkrecht zur Ausbreitungsrichtung gegeben und betrug  $0,2 \text{ mm} \pm 0,02 \text{ mm}$  in jede Raumrichtung. Zur Unterdrückung des Laser-Streulichtes wurde vor der Kamera ein UG5 Schott Filter angebracht.

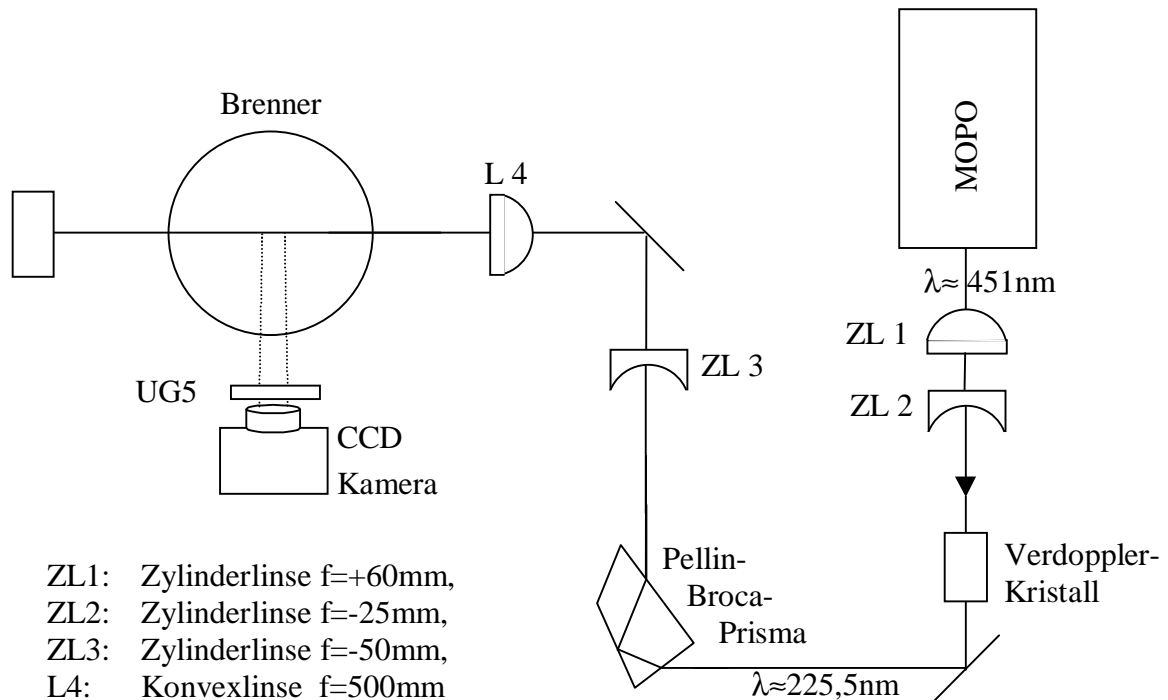


Abb. 8.1 Schematischer Aufbau der PLIF-Messungen an NO.

### Angaben zu den PLIF-Messungen an OH

Der experimentelle Aufbau für die PLIF-Messungen am OH-Radikal ist in Abbildung 8.2 schematisch dargestellt. Der optische parametrische Oszillator wurde in diesem Fall bei einer Wellenlänge von  $\lambda \approx 566,25 \text{ nm}$  betrieben, die nach einer Frequenzverdopplung in einem KD\*P-Kristall ( $283,125 \text{ nm}$ ) zur Anregung der Rotationslinie  $Q_1(8)$  in der  $X(v=0) \rightarrow A(v=1)$ -Bande verwendet wurde. Die Pulsenergie lag bei  $5 \text{ mJ}$ , die Pulslänge bei  $5 \text{ ns}$ . Das Laserlicht wurde mit einer Zylinderlinse aufgeweitet (ZL1) und mit einer sphärischen Linse in das Messvolumen fokussiert. Das so gebildete Laserlichtband war  $45 \text{ mm}$  hoch und im Fokus  $< 0,2 \text{ mm}$  dick. Die OH-Fluoreszenz wurde mit Hilfe eines OH-Interferenz-Linienfilters von dem Laserstreulicht getrennt und mit einer CCD-Kamera mit Bildverstärker (Flamestar von LaVision) mit einer achromatischen UV-Linse ( $f=100 \text{ mm}$ ) aufgenommen. Die räumliche Auflösung betrug wie bei den PLIF-Messungen an NO  $0,2 \text{ mm} \pm 0,02 \text{ mm}$  in jede Raumrichtung.

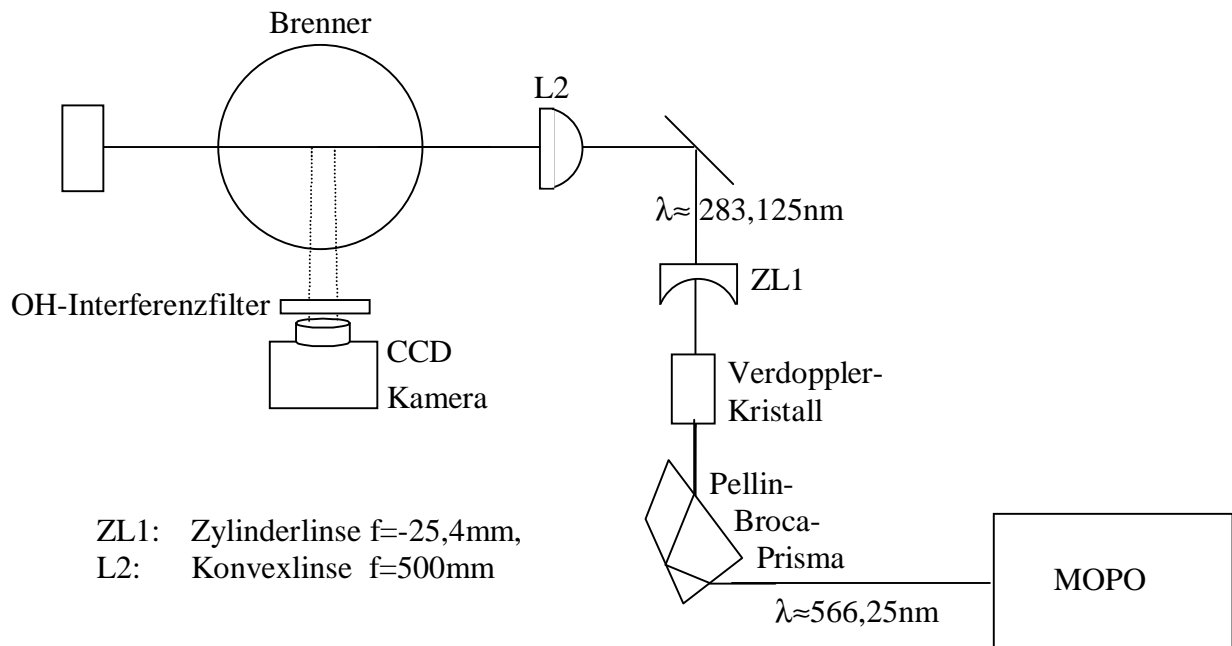


Abb. 8.2 Schematischer Aufbau der PLIF-Messungen an OH

## 2.) Erläuterungen zu den Aufnahmen von Flammenemissionen (Chemilumineszenz)

Die Chemilumineszenz beschreibt einen Prozess, in dem ein Molekül durch eine chemische Reaktion in einen angeregten Zustand versetzt oder gebildet wird, und danach sehr schnell unter Emission eines Photons wieder in den Grundzustand zurückkehrt. So wird bei den Verbrennungsreaktionen das OH-Radikal und bei kohlenstoffhaltigen Brennstoffen auch das CH-Radikal in einem elektronisch angeregten Zustand gebildet [Luque00]. Die angeregten Moleküle fallen in den Grundzustand zurück und emittieren dabei hauptsächlich Photonen um  $\lambda=308\text{nm}$  (OH) bzw.  $\lambda=431\text{nm}$  (CH). Somit können die Flammenemissionen aus der Chemilumineszenz einen Einblick in die räumliche Verteilung der Reaktionszonen und damit der Gebiete der Energiefreisetzung geben.

In dieser Arbeit wurden die Flammenemissionen mit einer CCD-Kamera mit Bildverstärker (Flamestar von LaVision) und einer achromatischen UV-Linse ( $f=100\text{mm}$ ) mit einer Belichtungszeit von  $10\mu\text{s}$  aufgezeichnet. Da es sich bei dieser Messmethode um kein Lichtschnitt-Verfahren handelt, wird ein integrales Signal in Beobachtungsrichtung detektiert. Um trotzdem Informationen über die mittlere Lage der Reaktionszonen zu erhalten wurde eine Entabelung der Daten durchgeführt. Bei der Entabelung wird ein integrales Signal unter Ausnutzung der Rotationssymmetrie auf eine Schnittebene durch den Mittelpunkt

zurücktransformiert [Dash92]. Damit konnten die gemittelten Flammenemissionsaufnahmen auf eine Schnittebene durch die Flammenachse zurückgerechnet werden, um Informationen über die mittlere räumliche Lage der Reaktionszonen zu gewinnen. Für die Mittelung wurden Flammenemissionen mit einer Belichtungszeit von 600 $\mu$ s aufgenommen.

### 3.) Ergebnisse der Rechnungen zu den Zündverzugszeiten in der TECFLAM-Drallbrennkammer

Zur Interpretation des thermochemischen Zustandes der TECFLAM-Drallflamme wurden Rechnungen zu den Zündverzugszeiten durchgeführt [Braun00]. Für diese Rechnungen wurde das Programmpaket Chemkin II benutzt, das den GRI 3.0 Mechanismus für Methanflammen beinhaltet. Es wurden 7 verschiedene Gaszusammensetzungen bei unterschiedlichen Temperaturen untersucht, die typischerweise in der Flamme auftreten. Tabelle 8.1 fasst die Ergebnisse zusammen.

Nr.	T [K]	X <sub>CO<sub>2</sub></sub>	X <sub>O<sub>2</sub></sub>	X <sub>CO</sub>	X <sub>N<sub>2</sub></sub>	X <sub>CH<sub>4</sub></sub>	X <sub>H<sub>2</sub>O</sub>	X <sub>H<sub>2</sub></sub>	Zündverzug
1	750	0,020	0,140	0,015	0,695	0,070	0,050	0,010	>5s <sup>1</sup>
2	1000	0,035	0,120	0,010	0,695	0,055	0,085	0,000	2,04s <sup>1</sup>
3	1250	0,05	0,080	0,010	0,695	0,035	0,120	0,010	10,2ms <sup>1</sup>
4	1500	0,075	0,040	0,010	0,695	0,020	0,160	0,000	6,8ms <sup>2</sup>
5	1500	0,075	0,040	0,010	0,695	0,020	0,155	0,005	3,2ms <sup>1</sup>
6	1750	0,080	0,020	0,010	0,695	0,020	0,175	0,000	1,2ms <sup>3</sup>
7	1750	0,080	0,020	0,010	0,695	0,020	0,170	0,005	1,0ms <sup>3</sup>

Als Kriterium für die Zündung wurde ein Temperaturanstieg um <sup>1</sup> 400K, <sup>2</sup> 300K und <sup>3</sup> 100K zu Grunde gelegt.

Tab. 8.1 Berechnete Zündverzugszeiten für verschiedene Flammenbedingungen.



## 9. Summary

### Introduction

Swirling flows are widely applied in technical combustors because they allow a fast and efficient mixing of fuel and air and these flames are very stable due to the recirculation of hot products to the flame root. However, the theoretical treatment and numerical simulation of swirling reacting flows is a complex problem and not satisfactorily solved to date. A promising approach to improve the situation is the concept of defining a „standard swirl burner“ and performing numerous quantitative measurements in order to achieve a complete characterization of the burner and the flames. This strategy was applied within the TECFLAM research group [Tec. web]. Four copies of a combustion chamber for flames with thermal powers of 100-300kW are operated at different institutes where experimental and theoretical studies are performed for well defined operating conditions. In this work laser-induced fluorescence and Raman scattering is applied to visualize flame structures and to determine simultaneously the temperature, mixture fraction, and the major species concentrations.

Single-pulse spontaneous Raman scattering is a well established technique for the investigation of turbulent flames and has been applied in various configurations in laboratory flames and model combustors. [e.g. Pitz86, Wehrm.92, Correa94, Grünef..94, Brockh.95, Masri96, Meier96/1, Chen97, Yeralan97, Field.98, Rabenst.98, Neuber98, Ebers.98]. A main advantage of this method is the capability of measuring joint probability density functions (PDFs) of all major species concentrations and the temperature which allows, for example, the determination of the mixture fraction or the study of correlations between various quantities. In this way, details of the thermochemical state of the flame can be uncovered, e.g. deviations from equilibrium or Lewis number effects. The drawback of spontaneous Raman scattering is, however, the small scattering cross section leading to low signal intensities and possible interferences by other laser-excited processes like laser-induced fluorescence from polycyclic hydrocarbons or laser-induced incandescence from particles. Therefore, this technique has scarcely been applied to large combustors.

One main goal of this work was a general characterization of confined swirling natural gas/air diffusion flames with a thermal power of 150kW, an overall air/fuel ratio of 1.2, and swirl numbers between 0.9 and 1.8. Furthermore, various correlations between different quantities, e.g. scatterplots of temperature versus mixture fraction, illuminate the thermochemical state of these flames. The overall behavior of these flames and effects of turbulence-chemistry interaction are discussed. The data sets, which are completed by flow velocity measurements performed by other research groups, form the basis comparisons with results of model calculation.

## Experiment and data evaluation

### Burner and Flames

The burner and the combustion chamber are schematically shown in Fig.2 [TEC. web]. Natural gas and air are supplied to the flame through annular nozzles with i.d. 20mm, o.d. 26mm, and i.d. 30mm, o.d. 60mm, respectively. The amount of swirl, i.e. the swirl number  $S$  of the air stream, can be changed by a moveable block inside the burner [Holzäpf.96].

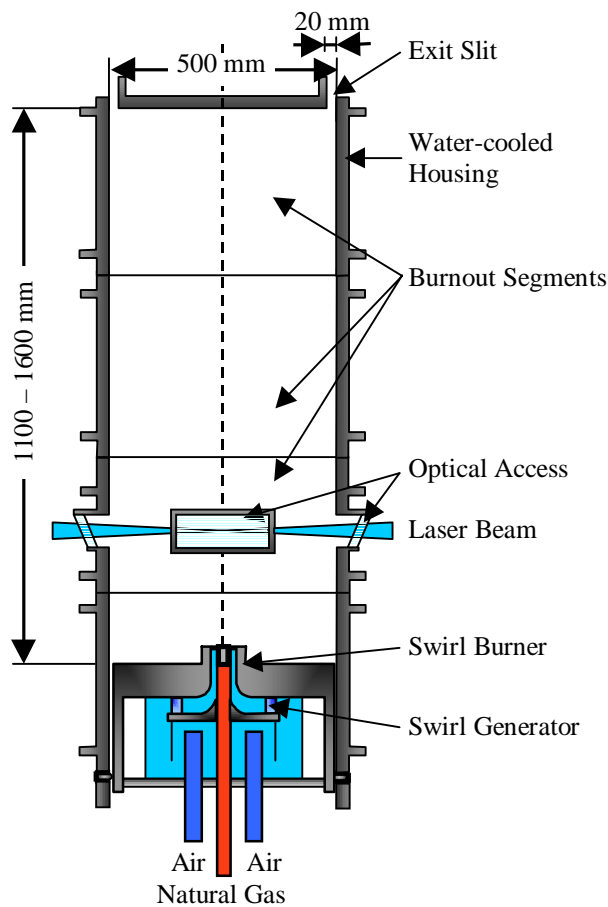


Fig.1. Schematic drawing of the Tecflam swirl burner

The flames were confined by a water-cooled housing ( $T \approx 70^\circ\text{--}80^\circ\text{C}$ ) with an inner diameter of 500mm, a height of 1100–1600mm (the height depends on the position of the burner, see below), and with an annular slit at the top for the exhaust gas. Two thirds of the thermal power of the flames were transferred to the water and one third to the exhaust gas. The burner can be moved vertically within the housing by 500mm in order to change the relative measuring height which is given by the laser beam. Sufficient optical access is provided by four AR-coated quartz windows, comprising two ports with a diameter of 100mm and two with  $240\text{mm} \times 100\text{mm}$ . The flames investigated had a thermal power of 150kW, an overall air/fuel ratio of  $\lambda=1.2$  (equivalence ratio  $\phi=0.833$ ), and swirl numbers between  $S=0.9$  and 1.8. They were operated with  $17\text{Nm}^3/\text{h}$  natural gas which consisted typically of 98.5%  $\text{CH}_4$ , 0.7%  $\text{N}_2$ ,

0.2%  $\text{CO}_2$  and 0.6% of higher hydrocarbons. The methane concentration of the natural gas was checked during the measurements by a  $\text{CH}_4$ -analyser.  $171.5\text{Nm}^3/\text{h}$  room air with a typical water content of 0.5% to 1.0% was used. The air flow was measured by a vortex shedding flow-meter (Yokogawa YF104), and the natural gas flow was adjusted with an  $\text{O}_2$ -analyser to 3.2% oxygen in the exhaust gas, corresponding to the air/fuel ratio of  $\lambda=1.2$ . The temperature of the gases was kept at  $22^\circ\text{--}28^\circ\text{C}$  by a water-cooling system. The Reynolds numbers of the air and natural gas flows were 42900 and 7900, respectively.

### The Raman system

The experimental setup of the Raman system is schematically displayed in Fig.2. The measurements were performed with a flashlamp pumped dye laser, a spectrograph for the separation of the different Raman signals, photomultiplier tubes and electronic devices for the signal detection.

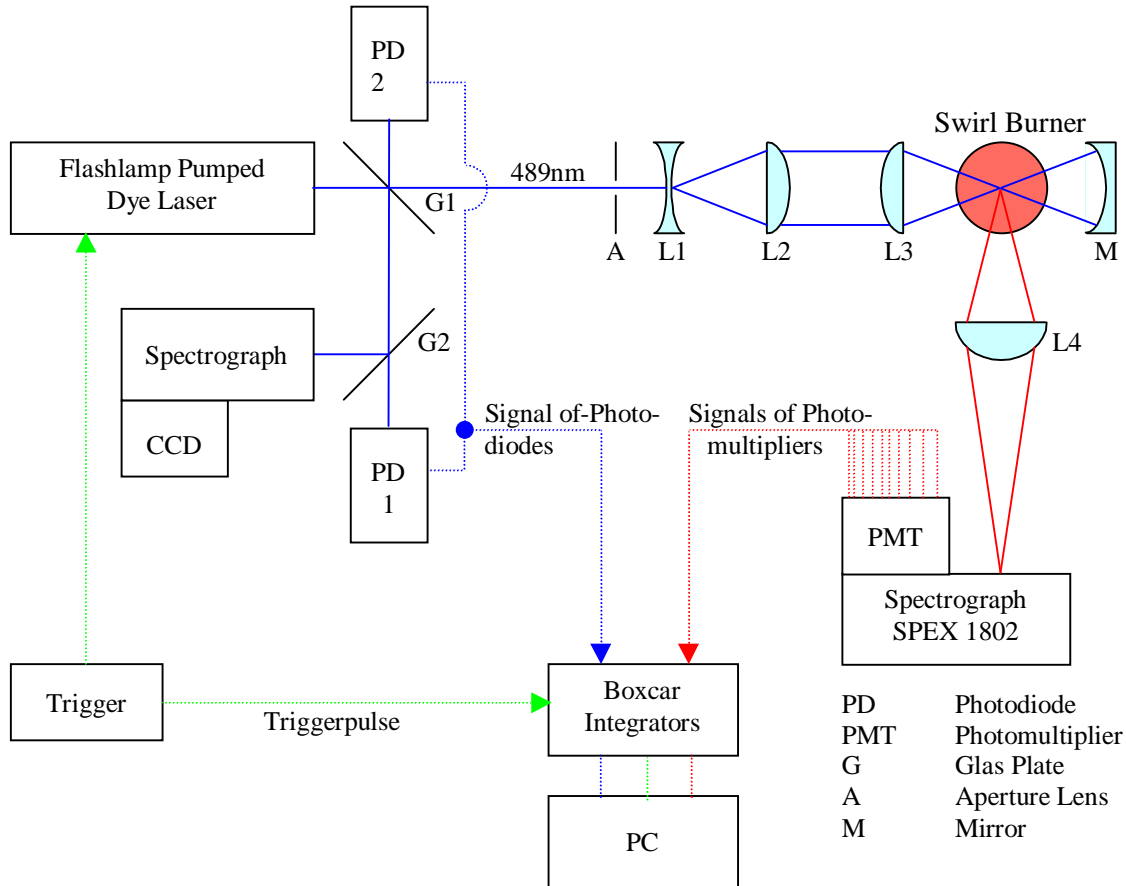


Fig.2. Schematic drawing of the Raman apparatus

The laser (Candela LFDL-20) provided laser pulses at a wavelength of 489nm and a duration of about 2-3 $\mu$ s at a repetition rate of 5 Hz. After expansion by a telescope ( $L_1$ ), the laser-beam was focused ( $L_3$ ,  $f=500$ mm) to a diameter of 0.6mm into the burner. A spherical mirror ( $M$ ,  $f=500$ mm) at the other side of the burner reflected the laser beam back through the burner into the laser resonator. This quasi-intracavity configuration raised the pulse energy up to 4J at moderate voltages of the flashlamps. A small portion of the laser beam was coupled out by a glass plate in order to record the laser pulse energy by a photodiode (PD1) and to monitor the spectral distribution with a spectrograph and a CCD camera. It turned out that due to beam steering effects in the turbulent flame the diode signal was not perfectly proportional to the effective laser power in the measuring volume. Therefore, the energy of the reflected beam was also monitored by a second diode (PD2) and it was ensured that the properly combined signal of both diodes was linear with the effective pulse energy.

The Raman scattered light was collected at  $90^\circ$  by an achromatic lens ( $L_4$ ,  $f=300\text{mm}$ ) and relayed to the entrance slit of a spectrograph (SPEX 1802,  $f=1000\text{mm}$ ,  $f\text{-number}=8.4$ , width of focal plane  $250\text{mm}$ ). A slit width of  $2\text{mm}$  and a magnification of the detection optics of 3 resulted in a spatial resolution of about  $0.6\text{mm}$  in direction of the laser beam. After spectral separation the Raman bands from the different molecular species were detected by photomultiplier tubes (PMTs) which were installed at the corresponding positions in the focal plane, i.e.  $1282\text{cm}^{-1}$  for  $\text{CO}_2$ ,  $1555\text{cm}^{-1}$  for  $\text{O}_2$ ,  $2143\text{cm}^{-1}$  for  $\text{CO}$ ,  $2331\text{cm}^{-1}$  for  $\text{N}_2$ ,  $2917\text{cm}^{-1}$  for  $\text{CH}_4$ ,  $3652\text{cm}^{-1}$  for  $\text{H}_2\text{O}$ , and  $4156\text{cm}^{-1}$  for  $\text{H}_2$ . Signal background caused by broadband laser-induced fluorescence of polycyclic hydrocarbons was detected by additional PMTs in Raman-free regions at  $1969\text{cm}^{-1}$  and  $3904\text{cm}^{-1}$ . The signals from the PMTs were transferred to gated boxcar integrators, digitized, and stored in a PC on a single-shot basis.

### Calibration and data reduction

The relationship between the measured Raman signals and the molecular number densities is well known [e.g. Eckbr.96, Bergm.98]. A calibration procedure delivered the informations for the data reduction. Temperature-dependent calibration factors were determined in cold and electrically heated flows ( $T=300\text{--}1200\text{K}$ ) and in flat premixed laminar flames [Bergm.98, Pruck.94]. The temperature was deduced from the total number density via the ideal gas law. Here, the radical concentrations (mainly OH) which could not be measured in this experiment, were not directly included. However, they are typically smaller than 0.5% and the resulting error is partly compensated by the calibration in the laminar flames which contain a similar amount of radicals. Pressure differences within the turbulent flames were less than  $300\text{Pa}$  and did not significantly influence the accuracy of the temperature determination. The intensity of the Rayleigh scattered light was also recorded by a PMT but not used for the temperature evaluation because it was too strongly disturbed by laser light scattered from surfaces to allow an accurate temperature determination. The mixture fraction  $f$  was calculated using Bilger's definition [Bilger88], which is based on the measured atomic mass fractions of O, H, and C. The stoichiometric mixture fraction for the flames investigated is  $f_{\text{stoich.}}=0.055$ .

There were three sources of cross talk between different detection channels in our measurements: (1) Spectrally overlap of neighboring Raman bands, (2) laser-induced fluorescence from hot water and (3) additional Raman bands of  $\text{H}_2$  (rotational lines) and  $\text{CH}_4$  [Bergm.98]. The amount of cross talk was determined in the calibration measurements. Most of the cross talk increased linearly with temperature. Exceptions were cross talk from  $\text{N}_2$  to  $\text{CO}$ ,  $\text{CO}_2$  to  $\text{O}_2$  and  $\text{CH}_4$  to  $\text{O}_2$ , which were described with polynomials up to the fourth order.

In high temperature regions and especially in fuel-rich samples, a laser-excited emission from polycyclic hydrocarbons (PAHs) was observed, which appeared as a background in all Raman channels [Masri87, Dibble87, Correa94, Meier02]. The spectral shape of this background exhibited only slight variations from shot to shot and for different locations in the flame, so that it could be corrected, to a good approximation, using the signal from the background-PMT [Bergm.98]. Laser-induced emissions from  $C_2$  in the Swan bands, which appeared in the spectral region of interest, was a minor problem, because the laser wavelength was tuned to such a wavelength (489nm) that these emissions did not interfere significantly with the Raman channels. Compared to jet diffusion flames, the interferences were much weaker due to an increased mixing rate of fuel and air by the swirl. However, some samples with high background level were filtered out in the data reduction routine, predominantly samples from the inner recirculation zone in the flame with the smallest swirl number ( $S=0.9$ ). The fraction of filtered samples within a series of single-pulse measurements was generally below 10% and an analysis of the possible bias of the mean values of the temperature and mole fractions revealed errors which are smaller than the overall measurement uncertainties.

The accuracy depends predominantly on the quality of the calibration procedure. The main uncertainties of our calibration flames are 3% for the temperature and 2-6% for the mole fractions. This includes the error of the temperature and the composition of the calibration flames and heated gases and the error from temperature induced drifts of the adjustment between two calibration measurements. The precision of the presented measurements was mainly limited by shot noise of the detected Raman photons and was quantified by recording single-pulse data sets in stable laminar flames. The RMS fluctuations caused by photon statistic were, for example, 2% for  $N_2$  in a flame with a  $N_2$  mole fraction of 0.71 at 2000K and 12% for  $O_2$  in a flame with 0.03 mole fraction  $O_2$  at 2000K. The evaluated standard deviations for the temperature were 4% at flame temperatures. Also, the correction of the cross talk influenced the precision of species with low concentrations, mainly CO. Without the cross talk correction of  $N_2$  into CO, the evaluated CO mole fraction was 0.07 in a stable laminar  $CH_4$ /air flame with 1900K and 0.023 CO mole fraction. This corresponded to  $\approx 80$  detected photons with a standard deviation of 9 photons. After subtraction of cross talk, 23 photons remained as pure CO signal but still with the same RMS of 9 photons. Therefore the standard deviation raised to 40% (at 0.023 mole fraction CO).

The resulting overall uncertainties for the mean values (average of 300 single shots at 2000K) are 4.3% for the temperature and 2% ( $N_2$ ) to 6% (CO) for the species concentrations and for the single shots 5.9% for T and 2.8% ( $N_2$ ) to 50,4% (CO) for the concentrations in flames at 2000K.

## Results and discussion

Flames with 3 different swirl numbers ( $S=0.9$ , 1.4, and 1.8) have been investigated by measuring radial profiles at 8 heights above the burner mouth ( $h=10, 20, 40, 60, 90, 120, 150$ , and 300mm). At each location, 300 single-pulse measurements have been performed from which the joint PDFs of temperature  $T$ , mixture fraction  $f$ , and major species mole fractions  $X_i$  were deduced. The mean values and RMS fluctuations derived from the PDFs yield a general characterization of the flames and the correlations between various quantities give an insight into the turbulence-chemistry-interactions.

### General behavior of the flames

In order to yield a general quantitative characterization of the flames, two-dimensional distributions of the mean values and rms fluctuations of the temperature, concentrations, and mixture fractions were generated from the pointwise measurements by interpolation. These distributions, together with results from chemiluminescence images and 2D laser-induced fluorescence measurements of OH and NO (seeded to the fuel), reflect, for example, the

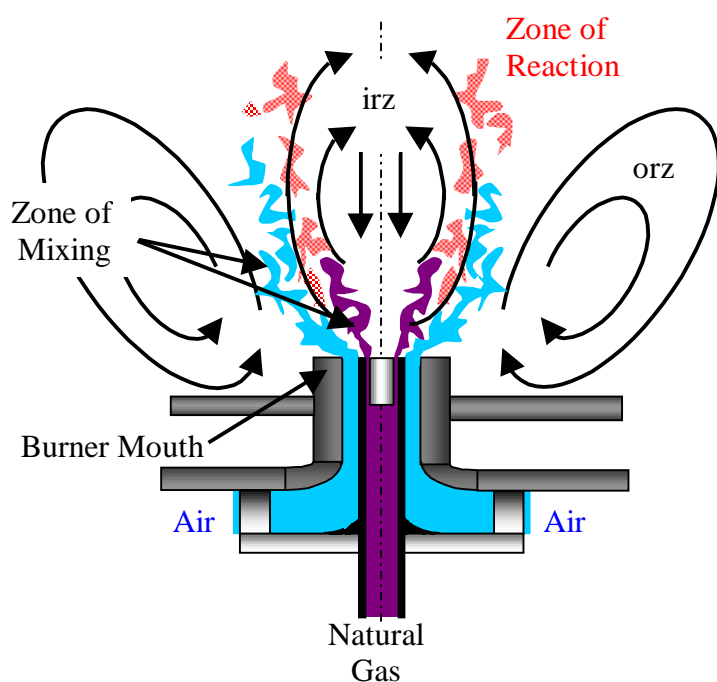


Fig.3. Schematic drawing of the flows near the burner mouth

positions of the reacting zones, the downstream development of the mixing zone, the turbulent fluctuations, and the overall temperature level. The two recirculation zones, i.e. the inner one near the flame axis and the burner mouth and the outer one, which reaches from the flame region to the burner walls, can be clearly distinguished. Within the inner recirculation zone (irz) with near stoichiometric and slightly rich mixtures, hot combustion products ( $T \approx 1900-2000\text{K}$ ) are transported to the flame root where they ignite and stabilize the flame at a height of about  $h=20\text{mm}$  (for  $S=0.9$ ).

Below 20mm unreacted stoichiometric compositions were also measured in the mixing zone of fuel and air for  $S=0.9$ , but reactions were not initiated there because the hot products from the irz were shielded from these mixtures by the inlet flow of natural gas (see Fig.3.). The outer recirculation zone (orz) contains exhaust gas with temperatures of 1200K-1500K, and mixture fraction values around  $mf=0.047$  that corresponds to the global air fuel ratio of 1.2. The relatively low temperatures are explained by heat losses by radiation and wall contact.

### Thermochemical State

A quantitative and detailed insight into the thermochemical state was gained from the correlated data of the measured PDFs. The most interesting part of the flame is the flame root with the highest flow velocities and smallest turbulent scales. The conditions in the start region determine the further development of the flame and their precise characterization is especially important for a comparison with numerical simulations. Also, some basic features of the thermochemical state can be seen more clearly here than further downstream due to the absence of flame reactions. Therefore, the correlations between temperature and mixture fraction at the lowest measuring plane ( $h=10\text{mm}$ ) are shown in fig.4., including single-shot results from various radial positions. For a better separation of different flame zones, the scatterplot is divided into 4 parts belonging to different radial regions. In addition to the experimental results, the lines display the results of various calculations which are included as an assistance for the interpretation of the thermochemical state: (1) Adiabatic equilibrium calculated with the NASA code of Gordon and McBride [Gordon71]. This curve is only displayed up to  $\phi \approx 1.2$  because for fuel-rich mixtures a comparison with turbulent flames is not meaningful due to the very slow thermal decomposition of  $\text{CH}_4$  at lower temperatures. (2) Strained laminar flame calculations [Chen00, Miller84] using the GRI 2.11 mechanism and (3) mixing of burnt gas (with equilibrium composition for  $\phi=1$  and  $T=2100\text{K}$ ) and  $\text{CH}_4$  without reactions. All 3 calculations were performed for pure  $\text{CH}_4$  and dry air and do, thus, not exactly match the real gas compositions. The deviations are, however, so small that they do not change the interpretation of the results.

The samples in Fig.4.(a) were recorded at  $r=0\text{-}10\text{ mm}$  which corresponds roughly to the inner recirculation zone. Most of the data points reflect near-stoichiometric, slightly rich mixtures with temperatures close to the calculated values. The scatter of the temperature is partly caused by shot noise: the probability that a single-shot data point has a scatter within  $\pm\sigma$  (here  $\approx \pm 60\text{K}$ ) is 68% and within  $\pm 2\sigma$  is 95.5%. A significant number of samples exhibits temperatures below the calculated ones, even if statistical error limits are taken into account. The temperature drop can be explained by heat loss due to thermal radiation or by deviations from chemical equilibrium.

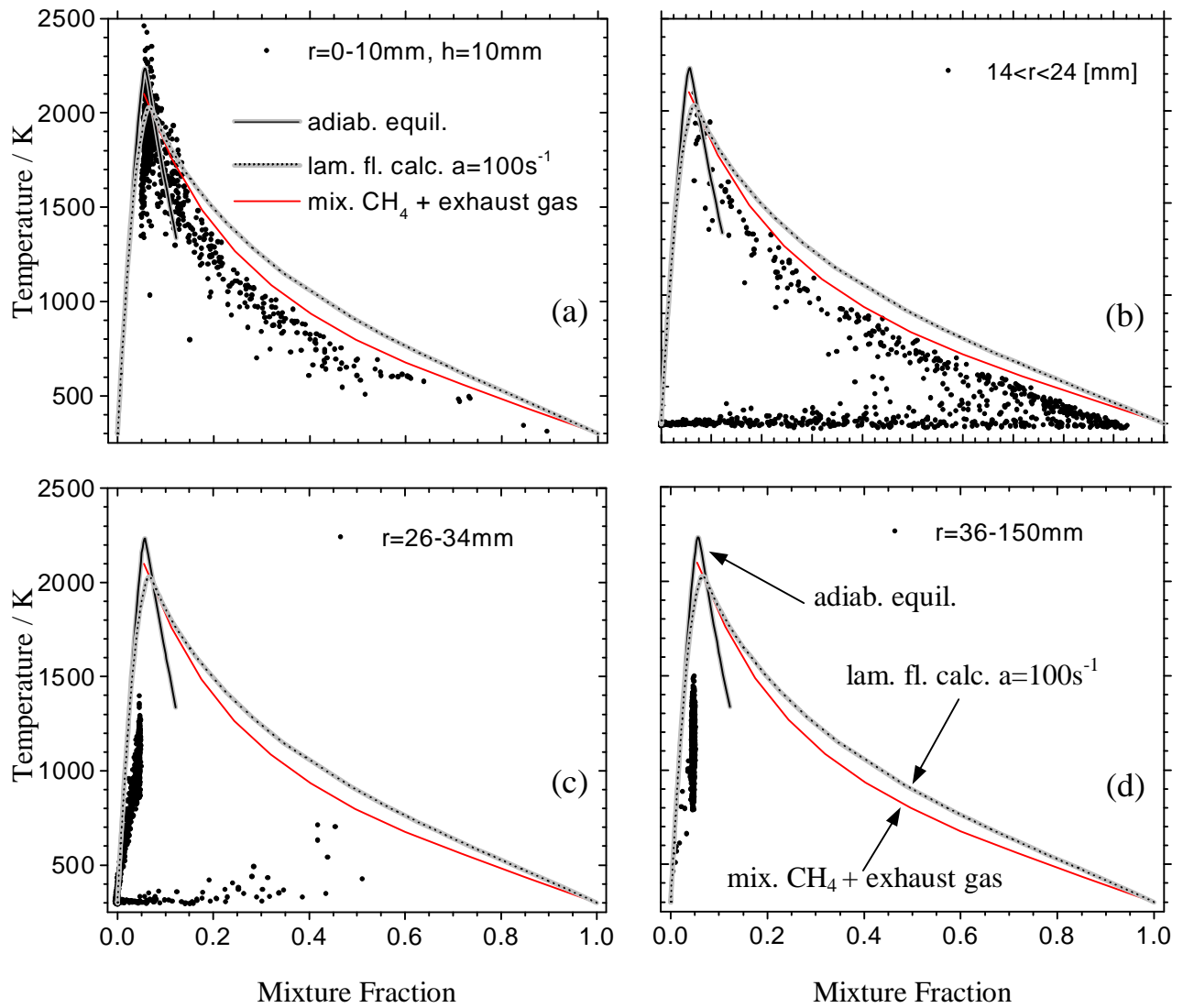


Fig.4. Scatterplots of temperature at  $h=10$  mm from the flame  $S=0.9$ . For a clearer presentation, the results are shown in 4 frames belonging to different radial regions.

The data points with mixture fractions larger than  $f \approx 0.1$  mark the transition from the irz to the shear layer between the recirculating gases and the inlet flow of natural gas, from now shortly termed “shear layer irz/ng”. This region is dominated by turbulent mixing of hot exhaust gas from the irz and cold fuel and the comparison with the calculated curves reveals that the measurements are indeed closer to the curve “mixing of exhaust gas and  $CH_4$ ” than to the strained laminar flame calculation. An increase of the strain rate to, e.g.,  $a=400s^{-1}$  would decrease the calculated temperature but the effect is only approx. 30K compared to  $a=100s^{-1}$ . The exhaust gas temperature of 2100K which was used in the calculation for the mixing is subject to some arbitrariness and was chosen because it matches the temperature in the inner recirculation zone well (also, this temperature is the same as for  $a=100s^{-1}$  at  $f \approx 0.065$ ). The remaining temperature drop of the measured values in comparison to this curve is, again, probably due to radiation and deviations from chemical equilibrium.



Fig.4.(b) shows the results from  $r=14-24\text{mm}$  which is above the nozzles for natural gas and air (see Fig.3.). The scatterplot displays a large variation of  $f$  from pure air to almost pure fuel and is divided into a “cold” and a “hot” branch. As discussed before, the hot branch represents mixtures from the shear layer  $\text{irz/ng}$ . The cold branch reflects the various states of mixing between fuel and air, and the low temperatures ( $T \approx 300\text{K}$ ) are evidence that flame reactions have not started (see before). At  $h=10\text{ mm}$  the hot gases are shielded from the reactive mixtures at  $r \approx 20\text{mm}$  by the inlet flow of natural gas at  $r \approx 15\text{mm}$ , as depicted in Fig.3. Further downstream, at  $h \approx 20\text{mm}$ , the natural gas flow becomes sufficiently diluted by turbulent mixing so that ignition and stabilization of the flame can take place.

The adjacent radial region,  $r=26-34\text{mm}$  (Fig.4.(c)), covers the inlet flow of cold air and the shear layer between air and the orz (the samples with  $f > 0$  and  $T \approx 300\text{K}$  belong to region (b) discussed before). The temperatures of the mixtures of air and recirculating exhaust gas exhibit a scatter of several hundred degrees and lie well below the calculated values. This behavior is explained by the thermochemical state of the gases in the outer recirculation zone, as shown in Fig.4.(d) for  $r=36-150\text{mm}$ . Here, the samples have a nearly constant mixture fraction of  $f=0.047$  which corresponds to the overall air/fuel ratio of 1.2. The temperature varies between  $800\text{K}$  and  $1500\text{K}$  and lies far below the adiabatic temperature of  $T \approx 2060\text{K}$ . The temperature drop is explained by thermal radiation and wall contact of the gases during their (relatively long) residence time within the outer recirculation zone.

In order to characterize the thermochemical state of the flame in the start region in more detail this work also presents the scatterplots of the species concentrations versus the mixture fraction at  $h=10\text{mm}$ . The scatterplot of  $\text{CH}_4$  shows, again, the separation of the data points into a “reacted” (hot) branch corresponding to the  $\text{irz}$  and the shear layer  $\text{irz/ng}$  and an “unreacted” (cold) branch from the mixing region of fuel and air around  $r=14-34\text{mm}$ . For  $r > 35\text{mm}$  (air flow and orz) the  $\text{CH}_4$  concentrations are zero. The  $\text{O}_2$  scatterplot also reflects the separation into the “reacted” and “unreacted” branch. Furthermore, it shows that in the  $\text{irz}$  and the shear layer  $\text{irz/ng}$ , which are both overall fuel rich, a number of samples occur with  $\text{O}_2$  mole fractions up to  $X \approx 0.03$ . Because  $\text{CH}_4$  is also present in most of these samples, the question arises why  $\text{CH}_4$  and  $\text{O}_2$  have not reacted at the high temperatures prevailing in this region. Two explanations can be given: (1)  $\text{O}_2$  and  $\text{CH}_4$  are present in different regions of the probe volume and are not mixed on a molecular level. Gradients within the measuring volume ( $(0.6\text{mm})^3$ ) cannot be resolved with this experimental setup, however, a closer look at the species scatterplots at different heights yields some indications about the history of the  $\text{O}_2$  and  $\text{CH}_4$  contributions: while most of the  $\text{O}_2$  is transported downwards from  $h > 10\text{mm}$  within the  $\text{irz}$  together with combustion products,  $\text{CH}_4$  is transported from outside (i.e., the fuel flow) more or less horizontally into the  $\text{irz}$ , and especially close to the nozzle where  $\text{CH}_4$  concentrations are high (at  $h \geq 40\text{ mm}$  almost no co-existence of  $\text{O}_2$  and  $\text{CH}_4$  was observed within the  $\text{irz}$ ). The turbulent convection of fuel can lead to pockets and vortical tubes of high  $\text{CH}_4$  concentrations in the  $\text{irz}$

and concentration gradients within 0.6 mm are possible. (2)  $\text{O}_2$  and  $\text{CH}_4$  are mixed on molecular level but have not yet reacted due to ignition delay. For typical mixtures of  $\text{CH}_4$ , air, and exhaust gas, ignition delay times have been calculated using the CHEMKIN II code with the GRI 3.0 mechanism [Kee93]. The delay time was  $\approx 1$  ms for 1750 K and  $\approx 5$  ms for 1500 K [Braun00]. The time scale for the flow field at  $h=10$  mm can be estimated by dividing a characteristic flow velocity of  $v \approx 10$  m/s by a typical length of  $l \approx h=10$  mm, resulting in  $\tau \approx 1$  ms with large fluctuations due to the turbulent character of the flow. Thus, the time scales of the flow and the flame reactions are on the same order of magnitude and finite-rate chemistry effects should be expected. The co-existence of  $\text{O}_2$  and  $\text{CH}_4$  in an environment of hot exhaust gas is therefore plausible. Because both of the given explanations are realistic, both effects may contribute to the measured results. For those fuel-rich samples with  $\text{O}_2$  admixtures the temperature is, of course, reduced in comparison to a completely reacted gas, and, thus, the temperature difference between measurement and calculation in Figs. 4.(a) and (b) is partly explained by this effect.

The scatterplot of  $\text{H}_2\text{O}$  is in good agreement with the calculations. Lower measured than calculated  $\text{H}_2\text{O}$  concentrations in some samples of the fuel-rich branch can be explained by the just discussed effect of uncompleted reactions of  $\text{O}_2$  and  $\text{CH}_4$ . For the “unreacted” (cold) branch the  $\text{H}_2\text{O}$  mole fractions are slightly above zero due to the humidity of the air.

The measured  $\text{CO}_2$  mole fractions are not in agreement with the strained laminar flame calculation ( $a=100\text{s}^{-1}$ ), but the lean branch and the maximum concentrations around  $f_{\text{stoich}}$  are close to adiabatic equilibrium. On the fuel-rich side, in the shear layer  $\text{irz/ng}$ , the data points are best described by pure mixing of  $\text{CH}_4$  and exhaust gas from the  $\text{irz}$ . The “unreacted” (cold) branch shows an increase of the  $\text{CO}_2$  mole fractions with increasing  $f$  because the natural gas contains  $\text{CO}_2$ . But in contrast to the supplier’s analysis stating  $X_{\text{CO}_2}=0.002$ , the Raman measurements yield  $X_{\text{CO}_2} \approx 0.01$  at  $f=1$  (extrapolated). This value was also confirmed in additional Raman measurements in cold natural gas. Although the discrepancy is only of minor importance for the flame behavior it causes a slight shift in the mixture fraction, because for the calculation of  $f$  the supplier’s composition was used. With the Raman-measured  $\text{CO}_2$  concentration the mixture fraction increases by  $\approx 2\%$ . The slight mismatch between measurement and calculation which can be seen in some scatterplots at the fuel-rich end near  $f=1$  may also be caused by this difference and would be less pronounced with a 2% higher mixture fraction of the data points.

In the scatterplot of  $\text{CO}$  the bimodal character “reacted/unreacted” is not so well pronounced as for the other species. For the cold branch, the  $\text{CO}$  mole fractions are practically zero, as to be expected. The highest  $\text{CO}$  mole fractions were measured in the  $\text{irz}$  where the data points tend to follow the adiabatic equilibrium curve. A closer look at these samples reveals that  $X_{\text{CO}}$  varies strongly around  $f_{\text{stoich}}$  from 0 to approx. 0.07, in accordance with the calculations. In the shear layer  $\text{irz/ng}$  the  $\text{CO}$  concentrations are below the calculated values

( $a=100\text{ s}^{-1}$ ) and exhibit a large scatter. This scatter is not due to turbulence-chemistry interactions but simply a consequence of the mixing of exhaust gas from the irz and natural gas which transfers the large variation in CO concentrations from the irz to the shear layer.

The determination of the thermochemical state in the different zones at  $h=10\text{ mm}$  has yielded a detailed characterization of the starting conditions for the ignition and stabilization of the flame at  $h\approx 20\text{ mm}$ , and the influence of the flame reactions on the further development of the state can be better understood with this knowledge. In order to illustrate this development, the scatterplots of the temperature for  $h=10, 20, 40, 60, 90$ , and  $150\text{ mm}$  are shown in this work. With increasing height, the variations in mixture fraction are rapidly reduced reflecting the fast mixing within the swirled turbulent flow field. Starting at  $h=20\text{ mm}$  the bimodal character (reacted/unreacted) of the scatterplot begins to blur with increasing height, i.e., there are a number of samples with intermediate temperatures between room and flame temperature. The samples with intermediate temperatures become more frequent with increasing height and can have three histories. (1) They stem from local flame extinction leaving the gas in a partially reacted state. Local flame extinction certainly occurs in the flame and has been observed by visual inspection. (2) They are compositions of hot burnt gas and cold air/fuel mixtures which have not (yet) completely reacted. Calculations of the ignition delay for typical mixtures of these probes result in times in the order of the time scale of the turbulent flow field (see above [Braun00]). (3) Spatial averaging. A non-homogeneous gas composition of, e.g., reacted and unreacted mixtures within the probe volume can result in an apparent deviation from chemical equilibrium. Strong spatial averaging effects are predominantly expected when the reaction zone falls within the measuring volume because here the temperature and concentrations gradients are high, and cold and hot gases are close together. The probability of finding the reaction zone within the probe volume was estimated with the help of single-pulse planar laser-induced fluorescence (LIF) measurements of OH in this flame. Steep gradients in the OH-LIF intensity distribution are a characteristic marker of the reaction zone, or at least of steep temperature gradients. Only in less than 3% of the samples severe spatial averaging could occur with the effect of mimicking a partially reacted mixture. The experiments show a coexistence of  $\text{O}_2$  and hydrocarbons for these samples but from the Raman measurements alone it cannot unambiguously be decided which of the interpretations is correct. It is expected that both effects, (1) and (2), play an important role. In either case, the partially reacted mixtures display the strong influence of turbulence-chemistry interactions in the flame.

At the height of  $150\text{ mm}$  the mixture fraction is near 0.047, which responds to the air/fuel ratio of 1.2, and the temperature of the measured samples lies mostly between 800K and 2200K. These mixtures reflect pure exhaust gas with varying rates of heat losses, depending of the covered distance of the gas.

In order to study the influence of the swirl number on the flame behavior the tangential velocity component of the air was increased by changing the angle of the moveable blocks. It could be seen, that a decrease of  $f$  with downstream position is faster for higher swirl numbers. With increasing tangential velocity, shear-induced turbulence becomes stronger in the shear layer between the natural gas and air flows, leading to faster mixing. A consequence of the more intense mixing at higher  $S$  is the faster decay and dilution of the natural gas flow, so that flame ignition can take place closer to the burner mouth. At  $S=1.8$  effects of the turbulence-chemistry interaction could be found at lower heights compared to lower swirl numbers, and even totally flame extinction was observed several times during the measurements.

## Conclusions

A highly efficient single-pulse Raman scattering system was used for simultaneous measurements of the temperature, mixture fraction, and major species concentrations in confined natural gas/air diffusion flames. The burner was constructed within the TECFLAM research group as a prototype of an industrial combustor with the aim to establish a reference system for cooperative experimental and theoretical investigations of swirling diffusion flames. The operating conditions of the flames have been carefully controlled and documented and the reproducibility of the experimental results was ensured by repeated and comparative measurements.

The Raman measurements have yielded a comprehensive quantitative characterization of the global flame behavior and the thermochemical state of the flame. Further investigations performed within the TECFLAM project quantified the flow field, the thermal radiation, two-dimensional distributions of OH, NO, H<sub>2</sub>CO, and T, and species concentrations and temperatures from probe measurements [TEC. web]. The large amount of data and the accurate documentation of the flame parameters make this flame an ideal test case for the verification of computational fluid dynamic codes. A few numerical simulations have been performed so far and the results are available in the Internet [TNF web] or in the literature [Meier00/2, Landen99].

## 10. Literaturverzeichnis

- [Anders.71] A. Anderson: *The Raman Effect*, M. Dekker Inc., New York (1971)
- [Barlow89] R. S. Barlow, R. W. Dibble, R. P. Lucht: *Simultaneous Measurements of Raman Scattering and Laser-Induced OH Fluorescence in Nonpremixed Turbulent Jet Flames*, Opt. Lett. 14, 263 (1989)
- [Barlow90/1] R. S. Barlow, R. W. Dibble, J.-Y. Chen, R. P. Lucht: *Effect of Damköhler Number on Superequilibrium OH Concentration in Turbulent Nonpremixed Jet Flames*, Combust. Flame 82, 235 (1990)
- [Barlow90/2] R. S. Barlow, R. W. Dibble, S. H. Starner, R. W. Bilger: *Piloted Diffusion Flames of Nitrogen-Diluted Methane near Extinction: OH Measurements*, Twenty-Third Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute, Pittsburgh, PA, 583 (1990)
- [Barlow91] R. S. Barlow, S. H. Starner, R. W. Bilger: *An Experimental Study of Laminar, Transitional, and Turbulent Jet Flames of Air-Diluted Methane*, Western State Section, The Combustion Institute, WSS/CI 91-14 (1991)
- [Barlow93] R. S. Barlow, C. D. Carter: *Raman/Rayleigh/LIF Measurements of NO Formation in Turbulent Hydrogen Jet Flames*, Western State Section, The Combustion Institute, WSS/CI 93-049 (1993)
- [Barlow94] R. S. Barlow, C. D. Carter: *Raman/Rayleigh/LIF Measurements of Nitric Oxide Formation in Turbulent Hydrogen Jet Flames*, Combust. Flame 97, 261 (1994)
- [Barlow98] R. S. Barlow, J. H. Frank, G. J. Fiechtner: *Comparison of CO Measurements by Raman Scattering and Two-Photon LIF in Laminar and Turbulent Methane Flames*, Western State Section, The Combustion Institute, WSS/CI 98S-19 (1998)
- [Barlow00] R. S. Barlow: *Update on Piloted CH<sub>4</sub>/Air Jet Flame*, Proceedings of the Fifth International Workshop on Measurement and Computation of Turbulent Nonpremixed Flames, Delft, July 26-28 (2000)
- [Bergm.98] V. Bergmann, W. Meier, D. Wolff, W. Stricker: *Application of Spontaneous Raman and Rayleigh Scattering and 2D LIF for the Characterisation of a Turbulent CH<sub>4</sub>/H<sub>2</sub>/N<sub>2</sub> Jet Diffusion Flame*, Applied Physics B 66, 489 (1998)
- [Bilger88] R. W. Bilger: *The Structure of Turbulent Nonpremixed Flames*, Twenty-Second Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute, Pittsburgh, PA, 475 (1988)
- [Braun00] M. Braun-Unkoff: *Rechnungen zu Zündverzugszeiten mit Programmpaket ChemkinII mit GRI 3.0 Mechanismus*, persönliche Mitteilung (2000)

- [Braun02] M. Braun-Unkoff: Rechnungen zu chemischen Gleichgewichten mit Programmpaket ChemkinII mit GRI 3.0 Mechanismus, persönliche Mitteilung (2000)
- [Brockh.95] A. Brockhinke, P. Andresen, K. Kohse-Höinghaus: *Quantitative One-Dimensional Single-Pulse Multi-Species Concentration and Temperature Measurement in Lift-Off Region of a Turbulent H<sub>2</sub>/Air Diffusion Flame*, Appl. Phys. B 61, 533 (1995)
- [Carter94] C. D. Carter, R. S. Barlow: *Simultaneous Measurements of NO, OH, and the Major Species in Turbulent Flames*, Opt. Lett. 19, 299 (1994)
- [Chen97] Y.-C. Chen, M. S. Mansour: *Measurements of Scalar Dissipation in Turbulent Hydrogen Diffusion Flames and the Implication on Combustion Modeling*, Combust. Sci. Technol. 126, 291 (1997)
- [Chen00] J.-Y. Chen, UC Berkeley, USA, persönliche Mitteilung (2000)
- [Correa94] S. M. Correa, A. Gulati, S. B. Pope: *Raman Measurements and Joint PDF Modeling of a Non-Premixed Bluff-Body-Stabilized Methane Flame*, Twenty-Fifth Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute, Pittsburgh, PA, 1167 (1994)
- [Dally96] B. B. Dally, A. R. Masri, R. S. Barlow, G. J. Fiechtner, D. F. Fletcher: *Measurements of NO in Turbulent Nonpremixed Flames Stabilized on a Bluff-Body*, Twenty-Sixth Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute, Pittsburgh, PA, 2191 (1996)
- [Dash92] C. J. Dash: *One-Dimensional Tomography: a Comparison of Abel, Onion-Peeling, and Filtered Backprojection Methods*, Appl. Optics 31, 1146 (1992)
- [Demtr.93] W. Demtröder: *Laserspektroskopie, Grundlagen und Techniken*, Springer-Verlag (1993)
- [Dibble84] R. W. Dibble, W. Kollmann, R. W. Schefer: *Conserved Scalar Fluxes Measured in a Turbulent Nonpremixed Flame by Combined Laser Doppler Velocimetry and Laser Raman Scattering*, Combust. Flame 55, 307 (1984)
- [Dibble87] R. W. Dibble, A. R. Masri, R. W. Bilger: *The Spontaneous Raman Scattering Technique Applied to Nonpremixed Flames of Methane*, Combust. Flame 67, 189 (1987)
- [Dibble90] R. W. Dibble, S. H. Starner, A. R. Masri, R. S. Barlow: *An Improved Method of Data Acquisition and Reduction for Laser Raman-Rayleigh and Fluorescence Scattering from Multispecies*, Appl. Phys. B 51, 39 (1990)

- [Drake81] M. C. Drake, M. Lapp, C. M. Penny, S. Warshaw, B. W. Gerhold: *Measurements of Temperature and Concentration Fluctuations in Turbulent Diffusion Flames using Pulsed Raman Scattering*, Eight-Teenth Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute, Pittsburgh, PA, 1521 (1981)
- [Drake82] M. C. Drake, R. W. Bilger, S. H. Starner: *Raman Measurements and Conserved Scalar Modeling in Turbulent Diffusion Flames*, Nine-Teenth Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute, Pittsburgh, PA, 459 (1982)
- [Ebers.98] N. Ebersohl, Th. Klos, R. Suntz, H. Bockhorn: *One-Dimensional Raman Scattering for Determination of Multipoint Joint Scalar Probability Density Functions in Turbulent Diffusion Flames*, Twenty-Seventh Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute, Pittsburgh, PA, 997 (1998)
- [Eckbr.96] A. C. Eckbreth: *Laser Diagnostics for Combustion Temperature and Species*, Gordon and Breach (1996)
- [Field.98] J. Fielding, A. M. Schaffer, M. B. Long: *Three-Scalar Imaging in Turbulent Nonpremixed Flames of Methane*, Twenty-Seventh Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute, Pittsburgh, PA, 1007 (1998)
- [Gittins00] C. M. Gittins, S. U. Shenoy, H. R. Aldag, D. P. Pacheco, M. F. Miller, M. G. Allen: *Measurements of Major Species in a High Pressure Gas Turbine Combustion Simulator Using Raman Scattering*, The American Institute of Aeronautics and Actronautics, Reston, AIAA 2000-0772 (2000)
- [Gordon71] S. Gordon, B. J. McBride: *Computer Program for Calculation at Complex Chemical Compositions, Rocket Performances, Incident and Reflected Shocks and Chapman-Jouget Detonations*, NASA SP-273, NTRIS N71-37775 (1971)
- [Grünef.94] G. Grünefeld, V. Beushausen, P. Andresen, W. Hentschel: *Spatially Resolved Raman Scattering for Multi-Species and Temperature Analysis in Technical Applied Combustion Systems: Spray Flame and Four-Cylinder In-Line Engine*, Appl. Phys. B 58, 333 (1994)
- [Hassel93] E. P. Hassel: *Ultraviolet Raman-Scattering Measurements in Flames by the Use of a Narrow-Band XeCl Excimer Laser*, Appl. Opt. 32, 4058 (1993)
- [Hassel00] E. P. Hassel, S. Linow: *Laser Diagnostics for Studies of Turbulent Combustion*, Meas. Sci. Technol. 11, R37 (2000)
- [Hinz00] A. Hinz: *Numerische Simulation turbulenter Methandiffusionsflammen mittels Monte Carlo PDF Methoden*, Dissertation, Technische Universität Darmstadt, Fortschr.-Ber. VDI Reihe 6, Nr. 433, Düsseldorf: VDI-Verlag (2000)

- [Holzäpf.96] F. Holzäpfel, B. Lenze und W. Leuckel: *Swirl-induced Intermittency: A Novel Effect Modifying the Turbulence Structure of Swirling Free Jets*. Twenty-Sixth Symposium (International) on Combustion. The Combustion Institute, Pittsburgh, PA, 187 (1996)
- [Kelman97] J. B. Kelman, A. R. Masri: *Quantitative Technique for Imaging Mixture Fraction, Temperature, and the Hydroxyl Radical in Turbulent Diffusion Flames*, Appl. Opt. 36, 3506 (1997)
- [Knapp96] M. Knapp, A. Luczak, V. Beushausen, W. Hentschel, P. Manz, P. Andresen: *Polarization Separated Spatially Resolved Single Laser Shot Multispecies Analysis in the Combustion Chamber of a Realistic SI Engine with a Tunable KrF Excimer Laser*, Twenty-Sixth Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute, Pittsburgh, 2589 (1996)
- [Kremer97] A. Kremer, E. P. Hassel, J. Janicka: *Velocity Measurements in a Strongly Swirling Natural Gas Flames*, VDI Engineering Research 8 (1997)
- [Kremer98] A. Kremer: *Turbulente Transportprozesse in Erdgas –Drallflammen unter dem Einfluß verschiedener Randbedingungen*, Dissertation, Technische Universität Darmstadt (1998)
- [Landen.98] T. Landenfeld, A. Kremer, E. P. Hassel, J. Janicka, T. Schäfer, J. Kazenwadel, C. Schulz, J. Wolfrum: *Laser-Diagnostic and Numerical Study of Strongly Swirling Natural Gas Flames*, Twenty-Seventh Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute, Pittsburgh, 1023 (1998)
- [Landen.99] T. Landenfeld: *Numerische Behandlung turbulenter Methandiffusionsflammen mit Schließungsmodellen zweiter Ordnung und Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen*, Dissertation, Technische Universität Darmstadt, Fortschr.-Ber. VDI Reihe 6, Nr. 422, Düsseldorf: VDI-Verlag (1999)
- [Lederm.77] S. Ledermann: *The Use of Laser Raman Diagnostics in Flow Field and Combustion*, Prog. Energy Combust. Sci. 3, 1 (1977)
- [Leuckel67] W. Leuckel: *Swirl Intensities, Swirl Types and Energy Losses of Different Swirl Generating Devices*, Technischer Bericht G02/a/16, IFRF (1967)
- [Leuckel94] W. Leuckel: *Hochtemperatur-Verfahrenstechnik*, Vorlesungs Nr. 22-605 der Universität Karlsruhe, WS94/95 (1994)
- [Leuckel97] W. Leuckel: *Turbulente Drallflammen: Wissenschaftlicher Kenntnisstand, anwendungstechnische Bedeutung und Forschungsschwerpunkte im TECFLAM-Standardbrennerprogramm*, 13. TECFLAM-Seminar, 23 (1997)
- [Lenze00] B. Lenze, W. Leuckel, P. Schmitt, H. Schmid *Erarbeitung von Basisdatensätzen der Feldgrößen Temperatur, Spezieskonzentrationen, Strömungsgeschwindigkeiten und Turbulenzparameter an turbulenten Standard-Drallflammen*, TECFLAM-Abschlussbericht 2000, BEO-Kennzeichen: 0327059, ISBN-Nr. 3-926751-23-1, 17 (2000)



- [Lipp93] F. Lipp, E. A. Hassel, J. Janicka: *UV Raman Measurements of Temperature and Concentrations with 308 nm in Turbulent Diffusion Flames*, Third International Symposium on Special Topics in Chemical Propulsion: Non Intrusive Combustion Diagnostics, Scheveningen (1993)
- [Long77] D. A. Long: *Raman Spectroscopy*, McGraw-Hill, New York (1977)
- [Long85] M. B. Long, P. S. Levin, D. C. Fourquette: *Simultaneous Two-Dimensional Mapping of Species-Concentration and Temperature in Turbulent Flames*, Opt. Letters 10, 267 (1985)
- [Luque00] J. Luque, J. B. Jeffries, G. P. Smith, D. R. Crosley, K. T. Walsh, M. B. Long, M. D. Smooke: *CH(A-X) and OH(A-X) Optical Emission in an Axisymmetric Laminar Diffusion Flame*, Combust. Flame 122, 172 (2000)
- [Magre88] P. Magre, R. Dibble: *Finite Chemical Kinetic Effects in a Subsonic Turbulent Hydrogen Flame*, Combust. Flame 73, 195 (1988)
- [Masri87] A. R. Masri, R. W. Dibble, R. S. Barlow: "Fluorescence" Interference with Raman Measurements in Nonpremixed Flames of Methane, Combust. Flame 68, 109 (1987)
- [Masri88/1] A. R. Masri, R. W. Bilger, R. W. Dibble: *Turbulent Nonpremixed Flames of Methane near Extinction: Mean Structure from Raman Measurements*, Combust. Flame 71, 245 (1988)
- [Masri88/2] A. R. Masri, R. W. Dibble: *Spontaneous Raman Measurements in Turbulent CO/H<sub>2</sub>/N<sub>2</sub> Flames Near Extinction*, Twenty-Second Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute, Pittsburgh, PA, 607 (1988)
- [Masri96] A. R. Masri, R. W. Dibble, R. S. Barlow: *The Structure of Turbulent Nonpremixed Flames revealed by Raman-Rayleigh-LIF Measurements*, Prog. Energy Combust. Sci. 22, 307 (1996)
- [Meier96/1] W. Meier, S. Prucker, M. H. Cao, W. Stricker: *Characterization of Turbulent H<sub>2</sub>/N<sub>2</sub>/Air Jet Diffusion Flames by Single-Pulse Spontaneous Raman Scattering*, Combust. Sci. Technol. 118, 293 (1996)
- [Meier96/2] W. Meier, A. O. Vydrov, V. Bergmann, W. Stricker: *Simultaneous Raman/LIF Measurements of Major Species and NO in Turbulent H<sub>2</sub>/Air Diffusion Flames*, Appl. Phys. B 63, 79 (1996)
- [Meier00/1] W. Meier, R. S. Barlow, Y.-L. Chen, J.-Y. Chen: *Raman/Rayleigh/LIF Measurements in a Turbulent CH<sub>4</sub>/H<sub>2</sub>/N<sub>2</sub> Jet Diffusion Flame: Experimental Techniques and Turbulence-Chemistry-Interaction*, Combust. Flame 123, 326 (2000)
- [Meier00/2] W. Meier, O. Keck, B. Noll, O. Kunz, W. Stricker: *Investigations in the TECFLAM Swirling Diffusion Flame: Laser Raman Measurements and CFD Calculations*, Appl. Phys. B 71, 725 (2000)

- [Miller84] J. A. Miller, R. J. Kee, M. D. Smooke, J. F. Grcar: *The Computation of the Structure and Extinction Limit of a Methane-Air Stagnation Point Diffusion Flame*, Western States Section, the Combustion Institute, Spring Meeting, WSS/CI 84-10 (1984)
- [Nandula92] S. P. Nandula, T. M. Brown, R. W. Pitz, P. A. DeBarber: *Single-Pulse, Simultaneous Multipoint Multispecies Raman Measurements in Turbulent Nonpremixed Jet Flames*, Opt. Lett. 19, 414 (1992)
- [Nandula95] S. P. Nandula, T. M. Brown, R. W. Pitz: *Measurements of Scalar Dissipation in the Reacting Zones of Turbulent Nonpremixed H<sub>2</sub>-Air Flames*, Combust. Flame 99, 775 (1995)
- [Neuber98] A. Neuber, G. Krieger, M. Tacke, E. Hassel, J. Janicka: *Finite Rate Chemistry and NO Mole Fraction in Non Premixed Turbulent Flames*, Combust. Flame 113, 198 (1998)
- [Nguyen96] Q. V. Nguyen, R. W. Dibble, G. J. Fiechtner, R. S. Barlow: *Raman-LIF Measurements of Temperature, Major Species, OH, and NO in a Methane-Air Bunsen Flame*, Combust. Flame 105, 499 (1996)
- [Nooren00] P. A. Nooren, M. Versluis, T. H. van der Meer, R. S. Barlow, J. H. Frank: *Raman-Rayleigh-LIF Measurements of Temperature and Species Concentrations in the Delft Piloted Turbulent Jet Diffusion Flame*, Appl. Phys. B 71, 95 (2000)
- [Paul96] P. H. Paul, J. A. Gray, J. L. Durant Jr., J. W. Thoman Jr.: *Collisional Electronic Quenching Rates for NO A<sup>2</sup>Σ<sup>+</sup>(v'=0)*, Chem. Phys. Lett. 259, 508 (1996)
- [Pitz86] R. W. Pitz, M. C. Drake: *Intermittency and Conditional Averaging in a Turbulent Nonpremixed Flame by Raman Scattering*, The American Institute of Aeronautics and Actronautics, Reston, AIAA J. 5, 815 (1986)
- [Pitz90] R. W. Pitz, J. A. Wehrmeyer, J. M. Bowling, T.-S. Cheng: *Single Pulse Vibrational Raman Scattering by a Broadband KrF Excimer Laser in Hydrogen-Air Flames*, Appl. Opt. 29, 2325 (1990)
- [Pruck.92] S. Prucker, W. Meier, I. Plath, W. Stricker: *The Use of a Flashlamp-Pumped Dye Laser for Single-Pulse Spontaneous Raman Scattering in Flames*, Ber. Bunsenges. Phys. Chem. 96, 1393 (1992)
- [Pruck.94/1] S. Prucker: *Aufbau einer Raman-Apparatur für Einzelpulsmessungen der Temperatur und der Hauptkomponenten in turbulenten reagierenden Strömungen*, Dissertation, Universität Bielefeld (1994)
- [Pruck.94/2] S. Prucker, W. Meier, W. Stricker: *A Flat Flame Burner as Calibration Source for Combustion Research: Temperatures and Species Concentrations of Premixed H<sub>2</sub>/Air Flames*, Rev. Sci. Instrum. 65, 2908 (1994)

- [Rabenst.98] F. Rabenstein, A. Leipertz: *One-Dimensional, Time Resolved Raman Measurements in a Sooting Flame Made with 355-nm Excitation*, Appl. Opt. 37, 4937 (1998)
- [Raman28] C. V. Raman, K. S. Krishnan: *A New Type of Secondary Radiation*, Nature 121, 501 (1928)
- [Schrö.79] H. W. Schrötter, H. W. Klöckner: *Raman Spectroscopy of Gases and Liquids*, Topics in Current Physics 11; Hrsg.: A. Weber, Springer Verlag, Berlin (1979)
- [Shirley90] J. A. Shirley: *UV Raman Spectroscopy of H<sub>2</sub>-Air Flames Excited with a Narrowband KrF Laser*, Appl. Phys. B 51, 45 (1990)
- [Starner90] S. H. Starner, R. W. Bilger, R. W. Dibble, R. S. Barlow: *Some Raman/Rayleigh/LIF Measurements in Turbulent Propane Flames*, Twenty-Third Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute, Pittsburgh, PA, 645 (1990)
- [TEC. web] Arbeitsgemeinschaft Technische Flammen e.V.: *TECFLAM Swirl Burner Data Archive*, <http://www.tu-darmstadt.de/fb/mb/ekt/tecflam>
- [Theisen00] P. Theissen: *Modellierung der Turbulenz-Chemie-Interaktion in technischen Brennkammern*, Dissertation, Universität Stuttgart (2000)
- [TNF web] TNF-Workshop, *International Workshop on Measurements and Computation of Turbulent Nonpremixed Flames*, <http://www.ca.sandia.gov/tdf/Workshop>
- [Umw. web] <http://www.umweltbundesamt.de>
- [Warnatz93] J. Warnatz, U. Maas: *Technische Verbrennung*, ISBN 3-540-56183-8, Springer Verlag, (1993)
- [Wehrm.92] J. A. Wehrmeyer, T.-S. Cheng, R. W. Pitz: *Raman Scattering Measurements in Flames Using a Tunable KrF Excimer Laser*, Appl. Opt. 31, 1495 (1992)
- [Yeralan97] S. Yeralan, S. Pal, R. J. Santoro: *Major Species and Temperatur Profiles of LOX/GH<sub>2</sub> Combustion*, The American Institute of Aeronautics and Actronautics, Reston, AIAA-97-2940 (1997)



Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Anstellung am Institut für Verbrennungstechnik des Deutschen Zentrums für Luft- und Raumfahrt e.V. Stuttgart und wäre in diesem Umfang ohne die Hilfe und Unterstützung von Mitarbeitern und Freunden nur schwerlich denkbar. Deshalb möchte ich an dieser Stelle einigen von ihnen besonders danken:

Mein Dank gilt zunächst Herrn Prof. Dr.-Ing. Manfred Aigner vom Fachgebiet Verbrennungstechnik am Deutschen Zentrum für Luft- und Raumfahrt e.V. in Stuttgart. Er gab mir die Gelegenheit zur Durchführung dieser Arbeit und die Möglichkeit als Physiker in der Fakultät für Luft und Raumfahrtstechnik zu promovieren.

Ebenso danke ich Herrn Prof. Dr.-Ing. Egon Hassel von der Universität Rostock für die nicht ganz selbstverständliche Übernahme des Korreferats und die damit verbundenen Anregungen und Hilfen.

Für die vielen Diskussionen und Anregungen hinsichtlich der fachlichen Seite und für Rat und Tat bei organisatorischen Dingen danke ich Herrn Dr. Winfried Stricker.

Weiterhin sei allen Mitarbeitern des Institutes für ihre Unterstützung und für das angenehme Arbeitsklima gedankt, wobei ich Frau Dr. Braun-Unkoff für die durchgeführten Rechnungen zu den Zündverzugszeiten, Herrn Dipl.-Ing. Robert Giezendanner für die Hilfe bei der Entabelung der Chemolumineszenzbilder und Herrn Dipl.-Ing. Oliver Kunz für die Einführung in die Welt der numerischen Simulation und die häufigen Diskussionen über die Modellierung von Verbrennungsprozessen besonders erwähnen möchte.

Ein herzliches Dankeschön geht auch an die Mitarbeiter der „TECFLAM-Partner“. Die vielen Diskussionen über die Mess- und später auch Simulationsergebnisse halfen mir meine experimentellen Daten besser einordnen und interpretieren zu können.

Meinen Eltern danke ich für die Unterstützung auf meinem bisherigen Lebensweg. Ohne ihr Verständnis wäre meine Studium und der damit verbundene Einstieg in die Welt der Wissenschaft nur schwerlich zu meistern gewesen.

Abschließend möchte ich mich bei zwei Personen ganz besonders bedanken: Herrn Dr. Wolfgang Meier danke ich für die hervorragende Zusammenarbeit und Betreuung. Seine Hilfe und Geduld trägt einen maßgeblichen Anteil am Gelingen dieser Arbeit bei. In den vielen Stunden im Labor und den unzähligen Diskussionen brachte er mir so einiges aus dem Gebiet der Verbrennungstechnik und der Laser-Spektroskopie bei.

Ebenso möchte ich mich ganz herzlich bei Iris Ohlhafer bedanken, zum einen für das zahlreiche Korrekturlesen der Arbeit und zum anderen für die Unterstützung und das Leben außerhalb der Verbrennungstechnik. Hierfür ein ganz herzliches „Tapadh leat“.

**VIELEN DANK AN EUCH ALLEN**

